

**Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Сибирский федеральный университет» (СФУ)
Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный
исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского
отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН)
Обособленное подразделение «Институт физики им. Л.В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук» (ИФ СО РАН)**

На правах рукописи



Соловьев Платон Николаевич

**Магнитные свойства наклонно-осажденных и напыленных на
текстурированные подложки тонких пленок пермаллоя**

01.04.11 – физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, профессор
Б. А. Беляев

Красноярск – 2016

Оглавление

Введение	4
Глава 1 Обзор литературы	10
1.1 Тонкие ферромагнитные пленки, полученные осаждением на текстурированные подложки	10
1.2 Наклонно-осаждённые тонкие ферромагнитные пленки	19
1.3 Выводы	27
Глава 2 Экспериментальные и численные методы исследования тонких ферромагнитных пленок.....	28
2.1 Явление ферромагнитного резонанса.....	28
2.2 Сканирующий спектрометр ферромагнитного резонанса	31
2.3 Метод определения эффективных магнитных параметров тонких пленок из ФМР измерений.....	34
2.4 Микромагнитное моделирование	38
2.5 Выводы	44
Глава 3 Магнитные свойства тонких пленок пермаллоя, осажденных на текстурированные стеклянные подложки	46
3.1 Изготовление образцов и их морфология	46
3.2 Магнитные характеристики пленок, осажденных на текстурированные подложки.....	50
3.3 Микромагнитное моделирование	53
3.4 Анализ свойств тонкой магнитной пленки с периодически модулированной поверхностью на основе теории двухмагнетонных процессов релаксации	58
3.5 Выводы	64
Глава 4 Моделирование процессов роста тонких наклонно-осажденных пленок. Микромагнитный и микроструктурный анализ их свойств	65
4.1 Экспериментальное исследование тонких наклонно-осажденных пленок пермаллоя	65

4.2 Моделирование процесса роста тонкой пленки	68
4.3 Морфология полученных моделированием пленочных структур	71
4.4 Микромагнитный анализ полученных моделированием наклонного осаждения структур	78
4.4.1 Магнитная анизотропия	79
4.4.2 Модифицированный подход Нетзельмана для определения параметров размагничивания отдельных столбцов наклонно-осажденных пленок.....	82
4.4.3 Процессы перемагничивания.....	86
4.5 Выводы	89
Глава 5 Магнитные характеристики пленок пермаллоя, изготовленных при небольшом отклонении потока осаждаемых атомов от нормали к подложкам	91
5.1 Исследование серий наклонно-осажденных пленок методом локального ферромагнитного резонанса	91
5.2 Эффект компенсации наведенной одноосной магнитной анизотропии в наклонно-осажденных пленках пермаллоя	97
5.2.1 Постановка и описание эксперимента	98
5.2.2 Исследование образца методом ФМР и анализ экспериментальных данных ...	99
5.2.3 Микромагнитный анализ модели пленки, состоящей из двух обменносвязанных слоев с различными параметрами магнитной анизотропии	103
5.3 Выводы	106
Заключение	108
Приложение А	110
Приложение Б.....	112
Список литературы	115

Введение

Актуальность темы исследования

Благодаря своим уникальным свойствам, связанным с размерными, структурными и интерфейсными эффектами, тонкие нанокристаллические магнитные пленки нашли широкое практическое применение в самых разнообразных приложениях [1]. На основе тонких пленок конструируются высокочувствительные датчики электрических и магнитных полей, головки чтения/записи, и другие устройства микроэлектроники. В последние годы, большой интерес исследователей к тонкопленочным магнитным структурам в том числе связан и с перспективами их использования в качестве активных сред в различных электрически управляемых сверхвысокочастотных устройствах [2,3].

Для практического использования тонких магнитных пленок очень важно иметь возможность управлять их магнитными свойствами. Одним из методов, пригодных для решения такой задачи, является целенаправленный синтез структурно организованных на микронном и субмикронном масштабах магнитных сред. Такой подход позволяет в широких пределах изменять и осознанно контролировать как статические, так и высокочастотные магнитные характеристики получаемых тонкопленочных структур [4,5]. В тоже время, проблема изучения и установления связи между технологией синтеза тонких пленок и их микроструктурой, а также между микроструктурой и магнитными свойствами получаемых образцов, относится к числу наиболее значимых и важных задач современной физики магнитных явлений [6,7].

Среди самых доступных способов получения тонких плёнок с predetermined микроструктурой можно выделить осаждение пленок на текстурированные подложки, и изготовление образцов методом наклонного осаждения атомов на подложку. В первом случае, в результате повторения пленкой топологии подложки с текстурой, на ее поверхностях формируются пространственные неоднородности, или возмущения («волны», «канавки» и т.д.) [8]. Во втором случае, возникающий при косом осаждении эффект самозатенения приводит к росту пленки с неоднородной столбчатой микроструктурой [9]. Исследования показывают, что с помощью таких подходов можно контролировать как статические магнитные параметры образцов, например, изменять величину, направление, и даже характер магнитной анизотропии, так и их

магнитодинамические характеристики, в частности, процессы релаксации колебаний намагниченности [10-14].

Однако широкому использованию таких методов для создания образцов с необходимыми для приложений параметрами препятствует недостаточность знаний о природе физических процессов, определяющих формирование микроструктуры пленок, и связи этой структуры с магнитными характеристиками образцов. На магнитные параметры тонких пленок существенное влияние оказывает большое количество технологических факторов, что на практике приводит к серьезным трудностям при анализе и интерпретации большого разнообразия экспериментальных данных. По этой причине зачастую сложно выявить механизмы и установить их роли в формировании тех или иных магнитных параметров пленок.

Текущий прогресс в развитии экспериментальных и численных методов позволяет использовать их для проведения широкого круга исследований, направленных на установление связи между микроструктурой и магнитными параметрами образцов. Такие исследования могут включать изучение характера зависимостей магнитной конфигурации, магнитной анизотропии, процессов перемагничивания, и динамики намагниченности от пространственных неоднородностей в объеме или на интерфейсах пленки. Причем эти структурные неоднородности могут контролироваться, как уже сказано ранее, наклонным осаждением потока частиц на подложку или формированием пленки на подложке с искусственной текстурой.

Таким образом, тема настоящей работы, посвящённая изучению влияния микроструктуры тонких нанокристаллических пленок пермаллоя на их магнитные характеристики, является весьма актуальной.

Целью настоящей работы является экспериментальное и теоретическое исследование связи между структурными и магнитными характеристиками наклонно-осажденных и осажденных на текстурированные подложки тонких пленок пермаллоя.

Для достижения указанной цели были поставлены следующие **задачи**:

1. Экспериментально и теоретически исследовать влияние искусственно сформированной на подложке текстуры на магнитные свойства тонких пленок пермаллоя (NiFe).

2. С помощью моделирования процессов осаждения и микромагнитного анализа объяснить поведение магнитной одноосной анизотропии в наклонно-осажденных пленках пермаллоя.
3. Установить влияние малого отклонения луча падающих атомов от нормали к подложкам в процессе напыления тонких пленок пермаллоя на их основные магнитные характеристики.
4. Изучить природу формирования магнитной анизотропии тонкой пермаллоевой пленки для случая, когда одноосная магнитная анизотропия, индуцированная наклонным осаждением, соразмерна и ортогональна одноосной анизотропии, наведенной внешним магнитным полем.

Научная новизна

1. Микромагнитным анализом модели тонкой пленки пермаллоя с периодическими микроканавками впервые показано, что наблюдаемые в эксперименте резкое уширение линии ФМР и возникновение максимумов поля резонанса при небольшом отклонении поля развертки от направления, ортогонального канавкам, обусловлены возбуждением двух нормальных мод колебания намагниченности и распределением их собственных резонансных полей.
2. Предложен новый подход для изучения связи между структурными и магнитными свойствами тонких пленок, основанный на совместном использовании двух методов компьютерного моделирования: моделирования процесса роста тонких пленок и последующего микромагнитного анализа полученных структур. С помощью данного подхода установлена взаимосвязь между эволюцией столбчатой микроструктуры с изменением угла осаждения и магнитной одноосной анизотропией в тонких наклонно-осажденных пленках пермаллоя.
3. Предложена модифицированная модель Нетзельмана, учитывающая неоднородное распределение плотности по толщине осажденных образцов. На основе этой модели продемонстрирована возможность определения среднего наклона столбцов и эллиптичности их поперечных срезов при моделировании

тонких наклонно-осажденных магнитных пленок пермаллоя, используя компоненты усредненного по объему образцов поля размагничивания.

4. Впервые обнаружен эффект компенсации одноосной магнитной анизотропии, и формирование анизотропии четвертого и шестого порядков в тонкой пленке пермаллоя, полученной напылением при наклонном падении молекулярного луча в присутствии магнитного поля.

Практическая значимость

Результаты диссертации могут использоваться при поиске и разработке методов и технологий синтеза ферромагнитных тонкопленочных структур с заданными статическими и динамическими магнитными характеристиками, отвечающими самым жестким требованиям микро и нанoeлектроники. Возможность целенаправленного синтеза магнитных тонкопленочных материалов имеет большое прикладное значение для применения последних в качестве активных сред в устройствах сверхвысокочастотной микроэлектроники и магнитоэлектроники, сенсорах, а также в ряде других приложений.

Разработанная программа моделирования процессов осаждения частиц на подложку может найти широкое применение в проведении теоретических исследований процессов формирования тонкопленочных структур.

На защиту выносятся следующие **основные положения**:

Положения, выносимые на защиту диссертации:

1. Значительное уширение линии ферромагнитного резонанса и возникновение максимумов поля резонанса в тонкой пленке пермаллоя с микроканавками на подложке, наблюдаемые при небольшом отклонении направления поля развертки от направления, ортогонального канавкам, обусловлены угловой зависимостью собственных резонансных полей двух наиболее интенсивных нормальных мод колебания намагниченности, возбуждаемых в пленке.
2. Численным моделированием доказано, что основным механизмом, отвечающим за зависимость одноосной магнитной анизотропии пленок пермаллоя от угла их осаждения и за перестройку равновесной конфигурации намагниченности,

является изменение магнитостатической энергии, связанное с эволюцией столбчатой микроструктуры пленок.

3. С помощью модели Нетзельмана определен средний наклон столбцов и эллиптичность их поперечных срезов при моделировании тонких наклонно-осажденных магнитных пленок пермаллоя, используя компоненты усредненного по объему образцов поля размагничивания. Предложенная модификация данной модели, учитывающая неоднородное распределение плотности упаковки по толщине наклонно-осажденных образцов, позволила уточнить получаемые структурные характеристики.
4. Природа обнаруженных эффектов компенсации одноосной магнитной анизотропии, а также формирование анизотропии четвертого и шестого порядков в тонкой пермаллоевой пленке, полученной напылением при наклонном падении молекулярного луча в присутствии магнитного поля, связана с существованием в таких образцах двух обменно-взаимодействующих слоев с различными параметрами одноосной магнитной анизотропии.

Апробация работы

Основные результаты работы были представлены на следующих конференциях:

- Всероссийская научно-техническая конференция «Современные проблемы радиоэлектроники», Красноярск, 2013, 2015, 2016.
- V Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism”: Nanomagnetism (EASTMAG-2013), Vladivostok, Russia, 2013
- Magnetic and Optics Research International Symposium (MORIS 2013), Saitama, Japan, 2013.
- Пятая Международная научно-практическая конференция «Актуальные проблемы радиофизики» (АПР 2013), Томск, 2013.
- International Siberian Conference on Control and Communications, (SIBCON 2013) Krasnoyarsk, 2013.
- Байкальская международная конференция «Magnetic Materials. New Technologies» (BICMM 2014), д. Большое Голоустное, Иркутская область, Россия, 2014.

- 2014 International Magnetism Conference (Intermag Europe 2014), Dresden, Germany, 2014.
- 10th European Conference on Magnetic Sensors and Actuators (EMSA 2014), Vienna, Austria, 2014.
- The International Symposium on Hysteresis Modeling and Micromagnetics (HMM 2015), Iasi, Romania, 2015.

Публикации

Материалы диссертационной работы изложены в 15 печатных изданиях, в том числе в 9 статьях в сборниках трудов Всероссийских и международных конференций, и в 6 статьях в рецензируемых изданиях и журналах списка ВАК. Создана и зарегистрирована одна программа для ЭВМ.

Личный вклад автора заключается в постановке, совместно с научным руководителем д.т.н. Беляевым Б.А., цели и задач исследования; планировании эксперимента; в экспериментальном исследовании образцов методом ферромагнитного резонанса, и анализе и интерпретации результатов измерений. Автором построена модель осаждения тонкой пленки и проведен анализ морфологии полученных моделированием структур. Микромагнитное моделирование выполнялось автором совместно с к.ф.м.н. Изотовым А.В. Образцы были изготовлены Киреем Д.В., а текстурированные подложки были получены д.т.н. Лексиковым А.А. Скоморохов Г.В. проводил исследования образцов методом рентгено-флуоресцентного анализа. Исследование образцов наклонно-осажденных пленок методом просвечивающей электронной микроскопии было проведено к.ф.м.н. Жарковым С.М. Автор принимал активное участие в анализе и интерпретации всех экспериментальных данных, а также в подготовке и написании научных статей и тезисов докладов, отражающих основные результаты настоящей диссертации.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, двух приложений, и списка цитированной литературы. Общий объем диссертации составляет 130 страниц, включая 41 рисунок, и список литературы из 180 наименований.

Глава 1 Обзор литературы

Первая глава представляет собой обзор литературы, посвященной изучению тонких поликристаллических ферромагнитных пленок, в объеме или на поверхностях которых сформированы структурные или пространственные неоднородности. В первой части главы рассматриваются пленки, осажденные на подложки с искусственно сформированной на микронном и субмикронном уровне текстурой. Показана связь между структурными и магнитными статическими и динамическими характеристиками образцов. Во второй части главы содержится описание тонких пленок, полученных наклонным осаждением атомов магнитного материала на подложку. Рассмотрены основные этапы роста пленки. Обсуждаются физические механизмы, приводящие к возникновению неоднородной столбчатой микроструктуры, и рассматривается влияние этой структуры на магнитные параметры образцов. Главу завершают выводы, в которых формируются цели работы.

1.1 Тонкие ферромагнитные пленки, полученные осаждением на текстурированные подложки

Идея модификации магнитных свойств тонких ферромагнитных пленок путем создания периодического микрорельефа на их поверхностях родилась еще в 1960х годах, когда было проведено большое количество комплексных исследований тонкопленочных структур, в настоящее время ставших уже классическими [15]. Основным интересом исследователей, изучающих тонкие магнитные пленки, осажденные на подложки с искусственной периодической текстурой («канавками»), был связан со стремлением получить возможность контролировать движение доменных стенок и, таким образом, управлять коэрцитивной силой, что имело важное практическое значение при использовании тонких пленок в устройствах хранения информации [16,17]. В тоже время, в ходе этих исследований было обнаружено, что наличие периодических неоднородностей на подложке приводит к изменению величины и направления магнитной анизотропии осажденной на нее пленки, а в определенных случаях, даже к изменению характера анизотропии (переход от анизотропии второго порядка (одноосной) к анизотропии четвертого порядка) [18]. После открытия эффекта

гигантского магнитосопротивления, было найдено, что магнитные мультислойные структуры, выращенные на подложках с искусственно сформированными канавками («V» -типа), обладают усиленным (по сравнению с плоскими пленками) эффектом магнитосопротивления [19].

В настоящее время, метод формирования периодических неоднородностей на поверхности пленки интересен и важен по нескольким причинам. Он позволяет проводить обширные исследования, направленные на выяснение природы различных механизмов, приводящих к возникновению магнитной анизотропии в тонких ферромагнитных пленках, их относительных вкладов в полную энергию анизотропии и их взаимодействию [4,7,20], что является важной фундаментальной задачей современной физики магнитных явлений. Вместе с тем, полный контроль магнитной структуры тонкопленочных образцов является необходимым шагом для создания эффективных магнитоэлектрических и спинтронных устройств на их основе [21]. И с этой точки зрения формирование искусственного рельефа на подложке выглядит перспективным подходом, поскольку он предоставляет потенциально простой способ локального управления спиновой конфигурацией. Например, в недавнем исследовании было показано, что направление легкой оси намагничивания тонкой пленки NiFe может контролироваться с помощью структурирования (на субмикронном масштабе) поверхности кремниевой подложки, на которую напылялась пленка [22]. Была продемонстрирована возможность локальной «подстройки» направления легкого намагничивания в пленке путем формирования разно-ориентированных «канавок» на различных участках подложки. На основе исследуемой пленки авторы сконструировали двунаправленный магнитный датчик, обладающий высокой чувствительностью. Следует также отметить, что симметрией нанесенного на поверхность подложки «рисунка» можно регулировать симметрию возникающей в тонкой пленке магнитной анизотропии [14,23].

Модификация поверхности подложки оказывает значительное влияние и на свойства многослойных структур. Так, в магнитных слоях разделенных немагнитной прослойкой поля рассеяния, возникающие из-за волнообразного рельефа интерфейсов, приводят к возникновению между слоями магнитостатической связи ферромагнитного типа [24,25]. Этот эффект известен также как неелевская связь, и он может быть

использован для контролирования силы магнитного взаимодействия в мультислойных структурах, без необходимости изменения собственных свойств магнитного материала.

Развитию методов контроля магнитных свойств пленок путем создания неоднородностей на их интерфейсах также способствовало улучшение и разработка различных новых технологий, позволяющих изготавливать подложки с контролируемым рельефом поверхности на большой площади, с высокой точностью и хорошей воспроизводимостью. Это такие методы как голографическая интерференционная литография [26]; электронно-лучевая литография [27]; термический отжиг специально подобранных подложек [28] ионное травление (эрозия), которое может быть применено как к подложке [29], так и непосредственно к поверхности магнитного слоя [30], и другие [31,32].

Уже на заре исследований тонких ферромагнитных пленок было твердо установлено, что наличие периодических неоднородностей на поверхности подложки приводит к возникновению магнитной анизотропии в пленке, осажденной на эту подложку [18]. Однако природа механизмов, ответственных за формирование анизотропии может быть различной, часто при этом отдельные вклады могут накладываться друг на друга, что приводит к трудностям при анализе магнитных свойств таких образцов [33]. Так, при исследовании пленок CoCrPt на Cr, осажденных на кремниевые подложки с сформированными на их поверхности периодическими канавками, оказалось, что доминантными вкладками в энергию суммарной магнитной одноосной анизотропии являются вклады от магнитоупругой и магнитокристаллической анизотропий [34]. Анализ теоретической модели показал, что наличие канавок дает возможность внутренним напряжениям пленки релаксировать в направлении, перпендикулярном канавкам, но в тоже сохранять свою величину в направлении, параллельном канавкам. При этом с увеличением глубины канавок или их частоты, анизотропия внутренних напряжений в пленке усиливается. Неоднородные напряжения, посредством магнитоупругой связи, приводят к возникновению магнитной одноосной анизотропии. Однако в исследуемых образцах вклад магнитоупругой энергии оценивался примерно в 24% от полной энергии анизотропии. Авторы предположили, что значительная часть наблюдаемой в эксперименте магнитной анизотропии обусловлена предпочтительной ориентацией *c*-осей зерен кобальта (параллельно

направлению канавок), что является причиной формирования ненулевой магнитокристаллографической компоненты анизотропии.

Происхождение данной предпочтительной ориентации связывают с анизотропной плоскостной деформацией в подслое хрома. Ким и др. [35] предположили, что анизотропные деформации в подслое Cr, в котором более сильные деформации сжатия возникают по направлению, параллельном канавкам, изменяют вероятности образования зародышей Co гранул на нем, и благоприятствуют зародышеобразованию гранул с c -осью, ориентированной параллельно канавкам. Таким образом, неоднородные деформации в Cr способствуют анизотропному распределению c -осей кристаллитов в слое Co.

В тоже время, как показывает опыт, во многих случаях для поликристаллических пленок, изготовленных осаждением магнитного материала с небольшой константой магнитострикции (например, пермаллой) на аморфные подложки с искусственно сформированным на их поверхности периодическим рельефом (волны или рябь), основным источником магнитной анизотропии является диполь-дипольное взаимодействие [4]. Если лежащая в плоскости пленки намагниченность ориентирована перпендикулярно волнам поверхности, то на неоднородностях интерфейсов образца («гребни» волн) формируются магнитные полюса, что приводит к возникновению дипольных полей рассеяния. Свободная энергия системы в этом случае будет больше, по сравнению с конфигурацией, когда намагниченность ориентирована параллельно волнам. Разница в энергиях соответствует трудной (ортогонально волнам) и легкой (параллельно волнам) направлениям магнитной одноосной анизотропии [36]. С ростом периода и уменьшением амплитуды поверхностных неоднородностей величина анизотропии уменьшается [4].

Однако справедливость данных выводов подтверждается только для относительно «толстых» магнитных пленок. Ваз с сотрудниками [37] предложили модель, описывающую конфигурацию намагниченности как функцию толщины пленки с шероховатыми интерфейсами. Они выделили две области толщин (рисунок 1.1, $a-b$): (1) малая толщина, где намагниченность следует за профилем шероховатости, что способствует понижению магнитостатической энергии и (2) большие толщины, при которых обменная энергия и энергия анизотропии приводят систему к состоянию с

однородной намагниченностью, а дипольные поля от шероховатостей действуют как вклад поверхностной анизотропии, который подавляется объемными вкладами.

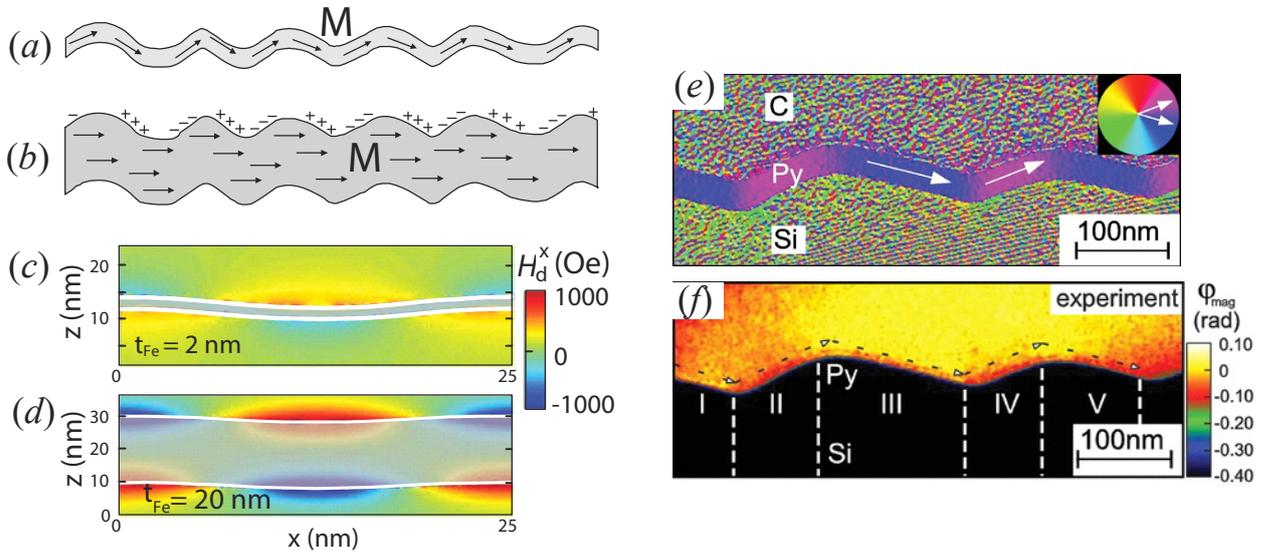


Рисунок 1.1. Схема ориентации намагниченности M вдоль трудной оси для (a) тонкого и (b) толстого волнистого ферромагнитного слоя. Микромагнитное моделирование для тонкого (c) и толстого (d) Fe слоев (серая область), где показана x -компонента дипольного поля рассеяния H_d^x , индуцированного шероховатостями. (e) Измерения электронной голографией поперечного сечения волнистой тонкой пленки пермаллоя (средняя намагниченность (стрелки) следует за кривизной поверхности). (f) Картины распределения магнитной фазы ϕ_{mag} над волнистой плёнкой пермаллоя, измеренные с помощью электронной голографии. ϕ_{mag} пропорциональна размагничивающим полям [8,12].

В работе группы Фассбендера [12] с помощью микромагнитного моделирования было показано, что вектор намагниченности действительно отклоняется от номинальной плоскости пленки с изменениями топологии поверхности, но никогда не следует идеально за «волнистостью» даже для сверхтонких пленок. Это приводит к возникновению дипольных полей рассеяния и неоднородному распределению намагниченности по толщине пленки (рисунок 1.1, c-d). В своей следующей работе, авторы с помощью тщательных измерений электронной голографией экспериментально подтвердили результаты микромагнитного анализа [8], а также им удалось зарегистрировать распределение дипольных полей размагничивания над неоднородной (волнистой) поверхностью пленки пермаллоя (рисунок 1.1, e-f). Отметим, что метод электронной голографии, используемый в работе [8], основан на детектировании в ходе электронной просвечивающей микроскопии магнитного образца сдвига фазы

электронной волны, обусловленного упругим рассеянием электронов. Причем в наблюдаемый сдвиг фазы в общем случае вносят вклад как электрические, так и магнитные поля, поэтому необходимо применять процедуры разделения этих вкладов. Таким образом, выделенный сдвиг фазы, связанный с магнитным полем (магнитная фаза φ_{mag}), пропорционален величине размагничивающих полей, возникающих у поверхности волнистой пленки, и поэтому позволяет визуализировать их (рисунок 1.1f).

Морфология интерфейсов пленки оказывает огромное влияние не только на статические, но и на магнитодинамические свойства образцов. В частности, неоднородности в структуре пленки во многом определяют характер затухания колебаний намагниченности. Магнитная релаксация уже многие годы является предметом интенсивных исследований, поскольку детальное понимание физических механизмов, стоящих за этими процессами, необходимо для эффективного управления магнитной динамикой ферромагнитных наносистем. Это критически важно при поиске и разработке новых концепций и конструкций устройств, в том числе, в приложениях спинтроники и магнитоэлектроники [21,38-40]. Например, в современных приложениях магнитной памяти, частоты чтения-записи достигли диапазона нескольких гигагерц. При этом предельная скорость переключения магнитных доменов, а значит и эффективность функционирования устройства, зависит от величины затухания колебаний намагниченности.

Диссипация энергии магнитных колебаний может осуществляться через различные каналы релаксации. Обычно, процессы спиновой релаксации подразделяют на собственные, которые происходят и в идеальных кристаллах, и несобственные, обусловленные структурными неоднородностями. Среди собственных процессов релаксации (в феноменологической теории они обычно учитываются с помощью параметра затухания Гилберта), как правило наибольший вклад дают спин-решетчатые процессы, обеспечивающие перетекание энергии из спиновой системы в решетку кристалла. Этим каналом релаксации можно управлять с помощью изменения собственных свойств материала (спин-орбитальной связи), например, внедрением в ферромагнитную среду немагнитных легирующих примесей [41]. Собственные процессы релаксации для большинства ферромагнитных систем на основе $3d$ металлов не зависят от ориентации намагниченности в образце [42]. Поэтому собственная

релаксация является регулируемым, но изотропным вкладом в полное магнитное затухание образца.

Таким образом, для того, чтобы иметь возможность синтезировать ферромагнитный материал, магнитное затухание в котором будет зависеть от направления намагниченности, необходимо обратиться к несобственным процессам релаксации [10]. Двухмагннное рассеяние является наиболее значимым вкладом среди всех несобственных релаксационных механизмов. Двухмагннные процессы – это рассеяние магнитных колебаний и волн на неоднородностях с образованием колебаний или волн с той же частотой, но с другими волновыми числами. Эти процессы релаксации приводят к перераспределению энергии внутри магнитной системы, то есть к возбуждению за счет первичных (возбужденных полем) колебаний системы других типов колебаний [43].

Ферромагнитный резонанс (ФМР) является стандартным методом для экспериментального исследования процессов релаксации намагниченности. В идеальных (бездефектных) ферромагнетиках, ширина линии ферромагнитного резонанса пропорциональна параметру затухания Гилберта. В реальных материалах, однако, ширина линии является также функцией несобственных вкладов от неоднородностей [44]. При этом можно выделить несколько подходов, позволяющих описать уширение линии ферромагнитного резонанса, связанное с «геометрическими» неоднородностями в образце. С одной стороны, расширение резонансных кривых можно попробовать объяснить разбросом резонансных частот (или резонансных полей) вследствие неоднородного распределения внутреннего эффективного магнитного поля, которое, в свою очередь, обусловлено наличием структурных несовершенств в образце. Тогда расширение резонансных кривых является результатом различия условий резонанса в разных точках образца (приближение независимых областей) [45].

Однако для ферромагнитных образцов такое приближение в общем случае не применимо, так как диполь-дипольное и обменное взаимодействия осуществляют сильную связь между колебаниями различных областей. Поэтому колебания в различных точках образца нельзя рассматривать как независимые, а следует говорить о различных типах колебаний всего неоднородного образца [43,46,47]. Оказалось, однако, что для решения проблемы магнитной релаксации, связанной с наличием неоднородностей в ферромагнитном образце, во многих случаях удобнее

воспользоваться не классической (феноменологической) теорией, а квантово-механическим представлением о колебаниях намагниченности. В 1960х годах была разработана теория двухмагنونных процессов, в которой диссипация энергии колебаний трактовалась как рассеяние магновов на неоднородностях [48]. Данная теория успешно объяснила многие экспериментальные наблюдения [43].

Исследования ферромагнитных пленок, осажденных на шероховатые подложки, подтвердили связь между неоднородностями и шириной линии ферромагнитного резонанса. Неоднородности на поверхностях пленки (внешней и контактирующей с подложкой) создают неоднородные размагничивающие поля, которые приводят к появлению двухмагنونного канала релаксации – перекачке энергии из возбужденной однородной моды (с волновым числом $k = 0$) в вырожденные с ней спиновые волны ($k \neq 0$). Величина размагничивающих полей, порождаемых шероховатостями, была оценена по данным атомно-силовой микроскопии пленок, и результаты расчета по теории двухмагنونных процессов показали качественное согласие с экспериментом [49,50].

Очевидно, что для одновременного контроля за интенсивностью и симметрией диссипации энергии магнитных колебаний, необходимо создание ориентированных неоднородностей в структуре пленки. Кёрнер и сотрудники [13] исследовали влияние периодического волнообразного рельефа поверхности подложки на магнитные релаксационные свойства осажденной на нее тонкой (30 нм) пленки пермаллоя. В отличие от собственного затухания Гилберта, в этом случае двухмагنونное рассеяние строго зависит от направления постоянной компоненты намагниченности и коррелирует с морфологией поверхности пленки. Исследования показали, что ширина линии ФМР увеличивается, когда внешнее поле направлено перпендикулярно волнам на поверхности пленки, и уменьшается, приближаясь к величине, обусловленной только вкладом от затухания Гилберта, когда внешнее поле ориентировано параллельно волнам. Другими словами, угловая зависимость ширины линии ФМР зависит от симметрии рельефа, сформированного на поверхности подложки. Таким образом, как отмечают авторы, использование подложек с волнами на поверхности предлагает доступный метод по контролю магнитной релаксации путем простого изменения направления магнитного поля.

В работе МакМайкла и др. [51] была исследована пленка пермаллоя, осажденная на кремниевую подложку, на поверхности которой были нанесены аperiodические параллельные царапины (рисунок 1.2).

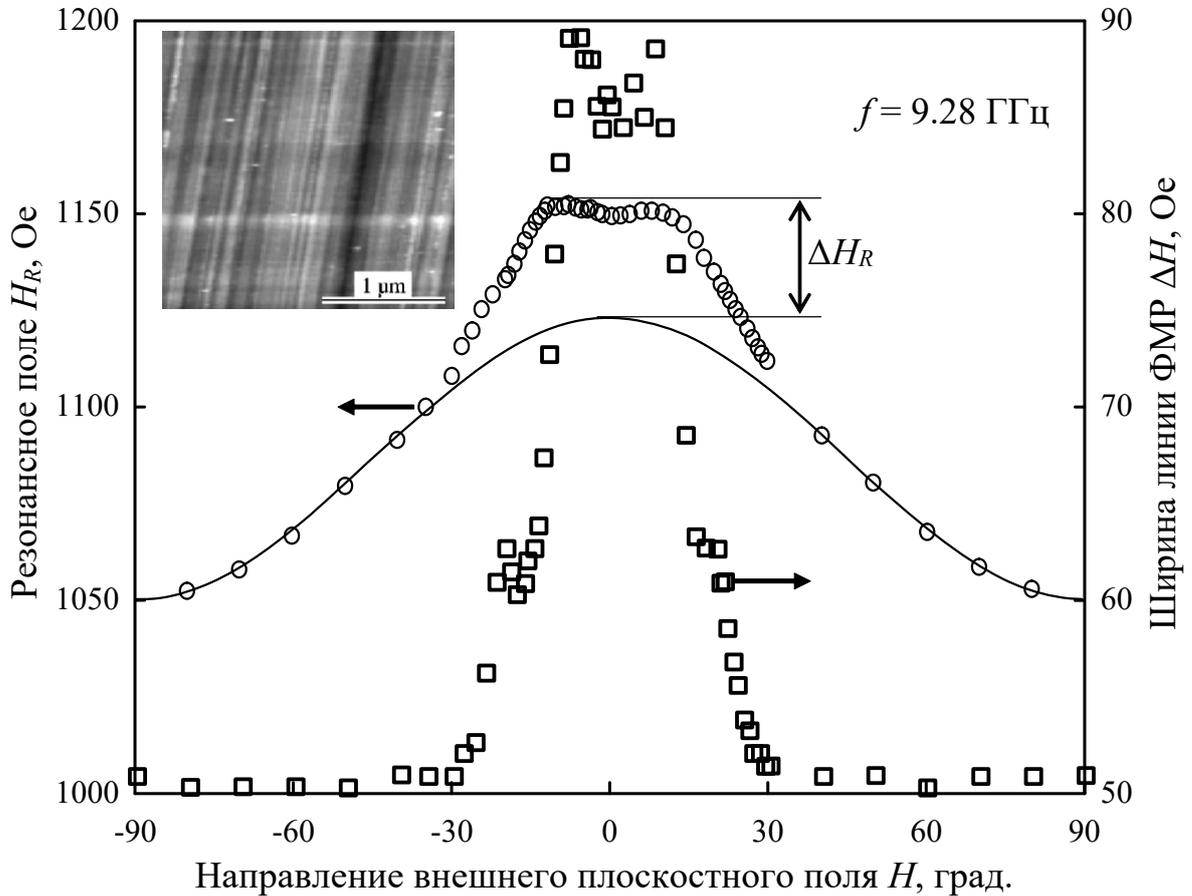


Рисунок 1.2. Зависимости ширины линии ФМР ΔH (квадратные маркеры) и резонансного поля H_R (круглые маркеры) от направления внешнего плоскостного магнитного поля H , измеренные для пленки пермаллоя, осажденной на подложку Si с текстурой, показанной во вставке (изображение атомно-силовой микроскопии). При 0° поле H перпендикулярно царапинам. Сплошная линия – косинусоидальная подгоночная кривая, построенная для резонансных полей за пределами области пика ширины ФМР. ΔH_R – положительное смещение резонансного поля [51].

Было найдено, что при определенных направлениях внешнего плоскостного магнитного поля (в пределах 15° от ортогональной ориентации к царапинам), ширина линии ферромагнитного резонанса резко увеличивалась. Кроме того, наблюдалось положительное смещение (относительно измерений для гладкой пленки) величины резонансного поля. В целом, как показали авторы, обнаруженные закономерности хорошо согласуются с расчетами, проведенными по теории двухмагнетонных процессов. Однако интересно отметить некоторые особенности в поведении ширины линии ФМР и

величины резонансного поля. Ширина линии ФМР достигает максимума не при 0° (рисунок 1.2), то есть когда внешнее поле направленно перпендикулярно царапинам, а при некотором его отклонении ($\sim 7^\circ$) от этого направления. Похоже ведет себя и величина резонансного поля. Авторы работы на этом вопросе подробно не останавливались, но далее (глава 3) будет показано, что такое поведение этих величин главным образом обусловлено возбуждением двух магнитостатических мод колебаний, ведущих себя по-разному при изменении внешнего поля.

1.2 Наклонно-осаждённые тонкие ферромагнитные пленки

Наклонное напыление является известным методом, позволяющим контролировать свойства тонкопленочных образцов, получаемых осаждением паров вещества на подложку. Отклонение луча атомов от нормали к плоскости подложки во время напыления приводит к возникновению эффекта самозатенения, то есть невозможности осаждаемых атомов попасть в область, находящуюся в «тени» ранее осажденных частиц [52]. В результате конкуренции между процессами геометрического затенения и поверхностной диффузии в пленке, для определённых условий напыления, формируется ярко выраженная столбчатая неоднородная микроструктура. Анизотропия на микроструктурном уровне приводит к анизотропии ряда физических параметров пленок: механических [53], электрических [54], оптических [55,56], и магнитных [57].

При осаждении вещества на аморфные или поликристаллические подложки с относительно низкими температурами, как это обычно имеет место при изготовлении тонких магнитных поликристаллических пленок, рост пленки, как правило, реализуется через островковый режим (режим Фольмера-Вебера) [58]. В островковом режиме маленькие зародыши образуются прямо на поверхности подложки и затем растут, превращаясь в большие островки конденсированной фазы. Затем, сливаясь, эти островки образуют после заполнения каналов между ними сплошную пленку [59].

Однако, если поток падающих частиц направлен под углом к подложке, кинетика роста пленки изменяется. Рисунок 1.3 схематически описывает первичные этапы роста, которые, как считается, происходят при наклонном осаждении пленок. На начальной стадии,двигающиеся по наклонённой относительно подложки траектории атомы напыляемого вещества осаждаются на подложку, хаотично распределяясь по ее

поверхности. На следующем этапе, осажденные частицы диффундируя соединяются и образуют зародыши, которые действуют затем как ядра дальнейшего роста. Сформированные зародыши отбрасывают за собой «тени», препятствуя осаждению частиц в эти экранированные области. Благодаря эффекту затенения, более высокие элементы на поверхности пленки имеют большую вероятность продолжить свой рост, присоединяя к себе всё новые падающие частицы, в то время как области с меньшей высотой будут развиваться гораздо слабее, из-за «тени», отбрасываемой более высокими элементами. В итоге, такой конкурентный процесс формирования элементов приводит к росту пленки, обладающей наклонной столбчатой микроструктурой [9,60].

Важную роль в процессе наклонного осаждения пленок играет диффузия атомов. Действительно, если атомы обладают высокой подвижностью, то они смогут мигрировать в экранированные от падающего молекулярного потока области, тем самым нивелируя эффект затенения. Основанная на экспериментальных свидетельствах зонная структурная модель Мовчана и Демчишина [61], впоследствии развитая Торнтоном [62], описывает морфологию тонких пленок в зависимости от отношения температуры подложки T_s к температуре плавления напыляемого металла T_m . Наиболее благоприятным для формирования столбчатой микроструктуры при наклонном осаждении является низкотемпературный режим (зона I), соответствующий $T_s/T_m < 0.3$, когда поверхностная диффузия ограничена, и атомы неспособны заполнить области возникающих при затенении пустот [60].

Несмотря на то, что на начальных этапах формирования наклонно осаждаемой пленки зародыши как правило рассредоточены по подложке хаотично, по мере дальнейшего роста развивающаяся столбчатая структура, как показывают многочисленные эксперименты [52,63-66], имеет тенденцию к срастанию в цепочки столбцов, с продольной осью, перпендикулярной плоскости осаждения. При этом плоскость осаждения обычно определяется как плоскость, параллельная проекции падающего пучка на плоскость пленки и ортогональная плоскости пленки, см. вставку снизу на рисунке 1.4. Отметим, что для некоторых случаев, например, когда на подложке существует определенная кристаллическая текстура или неоднородные шероховатости, равновероятное распределение зародышей может нарушаться [60].

Как уже было отмечено ранее, наклонное падение атомного луча приводит к возникновению эффекта затенения. Вдоль направления, параллельного плоскости

осаждения, существует конкуренция между процессами затенения и диффузией атомов, что приводит к росту наклонённых столбцов в пленке. В тоже время, перпендикулярно плоскости осаждения ситуация остается такой же, как и для нормально-осаждаемого образца – эффект затенения в этом направлении отсутствует, и атомы поступают на поверхность пленки однородно. Следовательно, коалесценция (срастание) столбцов будет более вероятна в направлении, перпендикулярном плоскости осаждения [63,67].

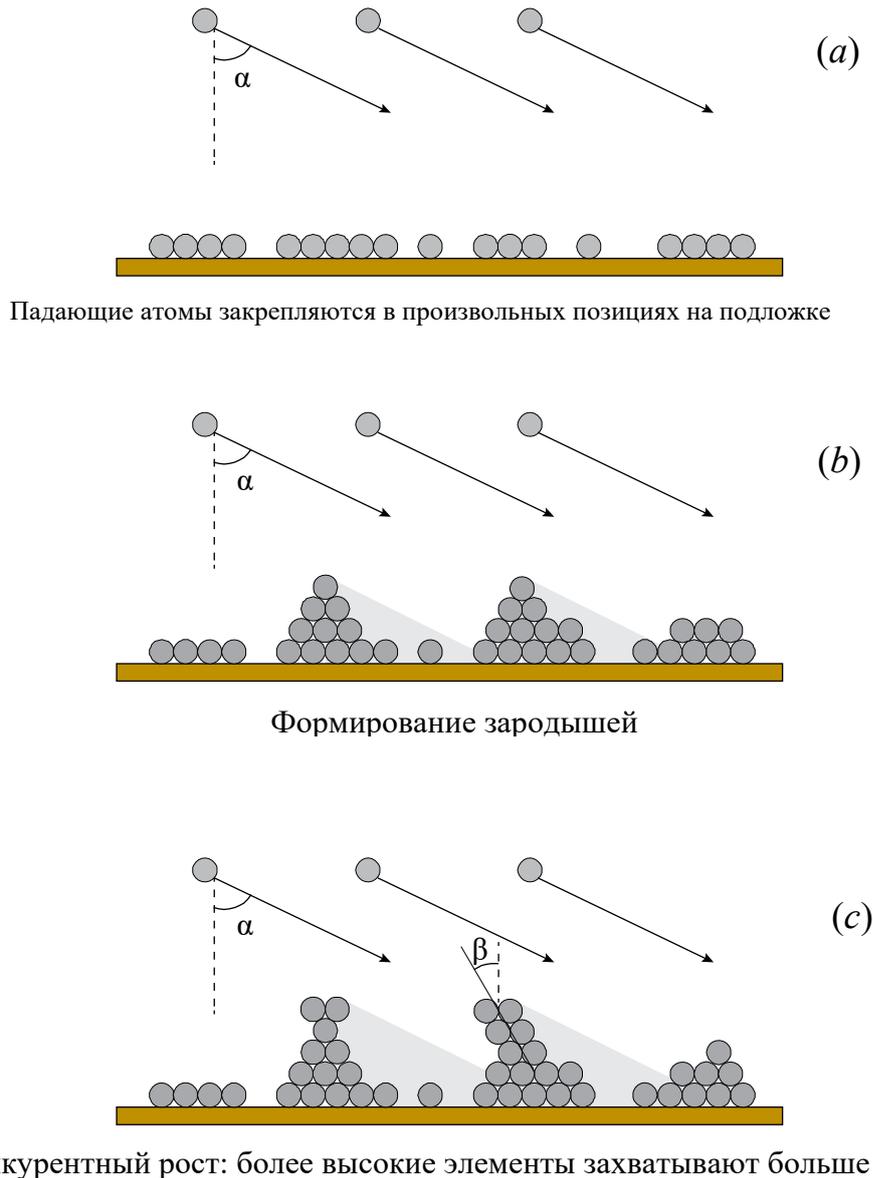


Рисунок 1.3. Начальные стадии роста наклонно осаждаемой тонкой пленки. (a) Атомы напыляемого материала прибывают на поверхность под углом α относительно ее нормали. (b) Осажденные частицы конденсируются и формируют зародыши в произвольных позициях на поверхности пленки, которые отбрасывают позади себя «тени». (c) Более высокие элементы на поверхности пленки имеют большую вероятность захвата напыляемых частиц, что в результате приводит к формированию столбцов, наклоненных под углом β относительно нормали к поверхности ($\alpha > \beta$) [9].

При достижении критического угла осаждения, обычно в пределах $\alpha = 60^\circ - 75^\circ$, наблюдается изменение симметрии микроструктуры формирующегося образца – цепочки разрушаются, и структура пленки представляет собой слабосвязанные столбцы, расположенные на относительно больших расстояниях друг от друга (порядка диаметра столбцов). Таким образом, при некотором угле осаждения α , осуществляется переход от процесса роста пленки, обладающей неоднородной структурой с выделенным направлением перпендикулярным плоскости осаждения (вдоль длинной оси цепочек столбцов), к росту пленки со структурой, в которой выделенное направление лежит в плоскости осаждения (вдоль наклона столбцов) [68]. Следует отметить, что морфология наклонно-осажденных пленок очень чувствительна к технологическим условиям изготовления (температура подложки, скорость осаждения, давление в камере и т.д.). Это подтверждают опытные данные, согласно которым формирование столбчатой структуры и неоднородное срастание столбцов может происходить только в ограниченном диапазоне параметров осаждения [63].

По сравнению с нормально осажденными образцами, изменения в морфологии пленок, полученных наклонным осаждением, приводят к значительным изменениям их магнитных свойств. Наиболее сильно эффект от наклонного осаждения проявляется в магнитной анизотропии. Подробное изучение данных явлений началось с конца 50-х годов прошлого столетия, при этом особо стоит отметить значительный вклад, внесенный пионерскими работами Смита, Кохена, и Вейсса [67,69,70].

Исследования показали [67,69], что при наклонном осаждении пленок пермаллоя ($\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}$), в них формируется значительная одноосная анизотропия, направленная перпендикулярно плоскости осаждения (рисунок 1.4). При увеличении угла осаждения, анизотропия увеличивалась и для определенных α достигала максимума (~ 200 Ое). Однако при дальнейшем увеличении угла осаждения величина анизотропии резко понижалась, и при $\alpha \sim 70^\circ$ меняла направление на противоположное (параллельно плоскости осаждения). При этом для «скользящих» углов осаждения ($\alpha > 80^\circ$), поле магнитной анизотропии достигало огромных (для пермаллоя) значений порядка 1 кЭ. Исследования наклонно осажденных пленок из других ферромагнитных металлов и их сплавов показало схожее поведение анизотропии как функции угла α [71-74].

Согласно современным представлениям, основным механизмом, ответственным за возникновение магнитной анизотропии в наклонно осажденных пленках является

диполь-дипольное взаимодействие между микроструктурными элементами (столбцами) пленок [11]. Действительно, магнитостатическая энергия пленок минимальна, когда магнитные моменты выстроены вдоль длинных осей конгломератов частиц (соединенных столбцов), которые для углов осаждения $\alpha < 60^\circ$ (приблизительно) направлены ортогонально плоскости падения. С увеличением α расстояние между столбцами растет, и определяющую роль начинает играть форма отдельного элемента. Для намагниченности теперь энергетически выгодно выстроиться вдоль длинной оси столбцов – это и приводит к переориентации легкой оси анизотропии. Данные выводы подтверждает и схожее поведение постоянной анизотропии сопротивления β_r пленки пермаллоя от угла α , показанное на рисунке 1.4 [63]. ($\beta_r = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) / (\rho_{\parallel} + \rho_{\perp})$, где ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} – это электрические сопротивления образца, измеренные соответственно параллельно и перпендикулярно плоскости осаждения).

Одновременно с увеличением угла осаждения падает плотность пленки. Увеличение расстояния между столбцами понижает энергию размагничивания в направлении, ортогональном плоскости пленки, и она становится значительно меньшей величины энергии анизотропии формы однородной тонкой пленки $2\pi M_S^2$. Для пленок со столбчатой микроструктурой, эта энергия уже не способна удерживать намагниченность в плоскости образца. При этом формирующаяся легкая ось намагничивания выходит из плоскости пленки, но она не параллельна столбцам [72]. В тоже время, сопровождающее рост пористости ослабление обменного взаимодействия между микроструктурными элементами способствует увеличению коэрцитивной силы образца [75,76].

Вместе с тем, известно, что наклонное осаждение является причиной возникновения неоднородных внутренних напряжений в пленках, по-видимому, благодаря неравномерному росту и неоднородной коалесценции островков на начальных стадиях формирования пленки [77]. Неоднородные напряжения посредством магнитоупругой связи вносят заметный вклад в результирующую магнитную анизотропию [53,67]. Особенное значение этот эффект приобретает для пленок, полученных при относительно небольших углах осаждения ($\alpha < 15^\circ$). Как показывает эксперимент [78], при определенных условиях напыления для малых α доминирующим вкладом в результирующую магнитную анизотропию является анизотропия, индуцированная внутренними упругими напряжениями, обусловленными наклонным осаждением.

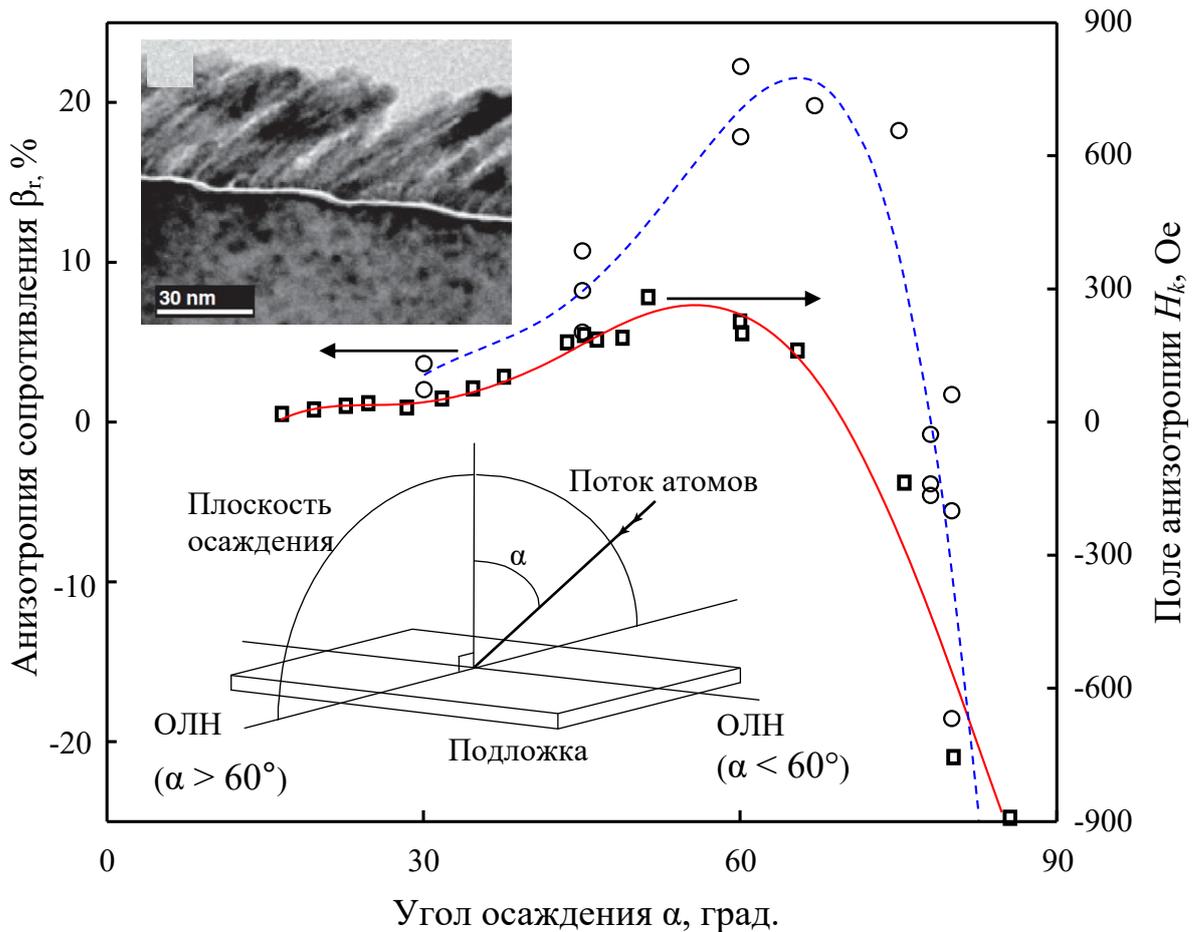


Рисунок 1.4. Зависимости постоянной анизотропии сопротивления β_r , (круглые маркеры) и поля магнитной одноосной анизотропии H_k (квадратные) от угла осаждения α , измеренные для пленок NiFe [63,69]. Положительным значениям соответствует легкая ось, лежащая ортогонально плоскости осаждения, а отрицательным – параллельно. На вставке снизу показана схема осаждения, а сверху – полученное электронно-просвечивающей микроскопией изображение наклонно-осажденной пленки никеля с выраженной столбчатой структурой ($\alpha = 77^\circ$) [79].

Проблема установления природы магнитной анизотропии наклонно осажденных пленок на начальных этапах изучения таких структур представляла лишь чисто научный интерес [15]. Однако в последние годы появляется все больше исследований и научных работ, направленных на практическое использование пленок со столбчатой структурой. Так, наклонное осаждение в настоящее время широко используется как метод, позволяющий управлять различными магнитными свойствами образцов, например, магнитной анизотропией в мультислоях [80] и обменно-связанных системах [81], анизотропными магнитооптическими свойствами [82], и эффектами магнитной связи в структурированных магнитных средах [83]. Кроме того, эффект затенения,

сопровождающий наклонное осаждение, был успешно использован в качестве способа изготовления самоорганизующихся массивов магнитных нанопроволок с различной геометрией: ориентированных перпендикулярно [79] и параллельно [84] подложке пленки.

В тоже время, в недавних работах [10,85] было показано, что наличие ориентированных неоднородностей в объеме тонкой пленки Fe_3Si , возникающих вследствие косоугольного осаждения кремния, приводит к возникновению механизма релаксации магнитных колебаний. Данный механизм обладает анизотропным поведением и представляет большой интерес для приложений спинтроники. Полученные наклонным осаждением тонкие пленки с высокой магнитной анизотропией в последнее время рассматриваются как перспективные среды для применения в определенных сверхвысокочастотных устройствах [86,87]. Вместе с тем, для применений наклонно осажденных пленок на практике необходимо не только иметь детальное представление о связи между структурными и магнитными параметрами образцов, но и обладать возможностью, основываясь на этих знаниях, изготавливать пленки с заданными и воспроизводимыми характеристиками.

Поэтому такие вопросы практического характера формируют потребность в более глубоком анализе проблемы, связанной с определением основного механизма, ответственного за магнитную анизотропию наклонно осажденных пленок, а также выяснением характера его поведения в зависимости от угла осаждения, и других параметров напыления.

В ряде работ [88-92] были предприняты попытки теоретического обоснования связи между микроструктурой наклонно осажденных пленок и их магнитными свойствами. Так, например, в работе [88] была предложена простая феноменологическая модель, описывающая смешанную анизотропию (анизотропию формы столбца и пленки), которая позволила качественно объяснить поведение магнитной анизотропии в наклонно осажденных пленках. В частности, предложенная модель смогла объяснить изменение знака планарной одноосной анизотропии, наблюдаемое при углах осаждения порядка 70° . В работе [89] столбчатая структура пленки была аппроксимирована массивом вытянутых, регулярно расположенных эллипсоидальных частиц, продольная ось которых составляла некоторый угол относительно нормали пленки. На основе этой модели численными методами было проанализировано влияние микроструктуры и

полей рассеяния на магнитную анизотропию и процессы перемагничивания тонкой пленки.

Другой подход был использован в работах [90-92], где исследовалось влияние шероховатой поверхности ультратонких наклонно осажденных пленок на магнитную анизотропию. В этом случае основной вклад в размагничивающие поля дают магнитные заряды, полюса которых формируются на неоднородностях поверхности образца. Получив профиль поверхности пленки с помощью атомно-силовой и электронной микроскопий, авторы определили тензоры размагничивающих коэффициентов, на основе которых они провели расчет магнитной анизотропии, и полученные результаты продемонстрировали хорошее согласие с экспериментом.

Наблюдаемое в последние годы стремительное развитие вычислительных мощностей компьютеров, а также методов численного моделирования, дает возможность исследовать физические свойства объектов со сложной структурой, используя различные численные подходы. Совокупность методов моделирования структурных и физических свойств является теоретическим инструментом, позволяющим изучать зависимости параметров пленок от условий их осаждения. Эти принципы уже использовались для теоретического исследования механических [93], электрических, и оптических свойств структурированных пленок на основе их численных моделей. Так, в ряде работ [94-96], трехмерная структура пленок (столбчатая, геликоидальная, зигзагообразная, и т.д.) формировалась с помощью моделирования осаждения методом Монте-Карло. Электрические и оптические свойства полученных структур затем анализировались с помощью различных численных методов. Сопоставление теоретических данных с экспериментом показало их хорошее согласие и продемонстрировало перспективы данного подхода.

Однако к настоящему моменту такой подход, насколько нам известно, не применялся для теоретического анализа магнитного поведения тонких ферромагнитных пленок со столбчатой микроструктурой. По всей видимости, основным препятствием здесь является необходимость расчета дальнедействующего диполь-дипольного взаимодействия, который для больших объектов требует значительных вычислительных ресурсов. Данная проблема особенно актуальна для пленок со сложной морфологией, поскольку для корректного расчета магнитостатической энергии (размагничивающих полей) необходимо достаточно точно воспроизвести эти структурные неоднородности в

численной модели пленки, что требует высокой частоты дискретизации объекта исследования.

1.3 Выводы

Проведенный анализ литературы показал, что синтез структурно организованных на микронном и субмикронном уровне магнитных сред является в настоящее время многообещающим методом, предоставляющим возможность создавать образцы с требуемыми для конкретных приложений магнитными характеристиками. С помощью управления морфологией тонкопленочных ферромагнитных структур в перспективе возможен полный контроль спиновой конфигурации и спиновой динамики образцов. Это является необходимым условием для их эффективного использования в приложениях магнитоэлектроники и спинтроники, а в перспективе, и в построении на их основе новой элементной базы микро- и наноэлектроники.

Вместе с тем, из обзора ясно, что характеристики получаемых таким способом образцов меняются в зависимости от многих технологических факторов. Эти факторы приводят к большому разнообразию свойств тонких пленок, что затрудняет анализ и интерпретацию экспериментальных данных. Поэтому, несмотря на большое количество работ, посвящённых данной тематике, остается целый ряд нерешенных вопросов, в частности, касающихся механизмов формирования магнитной одноосной анизотропии в тонких наклонно-осажденных пленках, и особенностей в высокочастотном спектре поглощения пленок, напыленных на текстурированные подложки. Ответы на некоторые из этих вопросов и предполагается дать в настоящей диссертации.

Глава 2 Экспериментальные и численные методы исследования тонких ферромагнитных пленок

Вторая глава диссертации посвящена описанию основных экспериментальных и численных методов, используемых в данной работе для исследования магнитных свойств тонких пленок. В первой части кратко рассматривается явление ферромагнитного резонанса. Во второй части описывается сканирующий спектрометр ферромагнитного резонанса, приводятся его принцип действия и основные характеристики. В третьей части рассматривается метод, позволяющий из угловых зависимостей резонансного поля определять эффективную намагниченность, величины и направления анизотропий произвольного порядка. В основе метода лежит разложение энергии планарной магнитной анизотропии в ряд Фурье по углу равновесного направления намагниченности. Четвертая часть посвящена микромагнитному моделированию – мощному методу, позволяющему численно анализировать статику и динамику намагниченности на моделях ферромагнитных объектов произвольной формы и конфигурации.

2.1 Явление ферромагнитного резонанса

Электромагнитные высокочастотные волны, проходящие через магнитные вещества, частично поглощаются. Для определенной частоты переменного поля может наблюдаться резкое избирательное поглощение его энергии магнетиком – явление ферромагнитного резонанса (ФМР) [97]. Как правило, для возбуждения ферромагнитного резонанса необходимо поместить образец во внешнее постоянное или медленно изменяющееся магнитное поле. Однако в некоторых случаях роль этого поля может играть внутреннее эффективное магнитное поле, и тогда говорят о естественном ферромагнитном резонансе [98].

С точки зрения квантовой механики, возможность резонансного поглощения энергии радиочастотного микроволнового поля ферромагнетиком обусловлена квантовыми переходами между дискретными зеемановскими уровнями энергии, возникающими из-за наличия магнитного поля [99]. При этом особенность резонанса в ферромагнетиках заключается в том, что благодаря сильной обменной связи между

электронными спинами они колеблются синфазно под действием внешнего переменного поля. С учетом того, что в макроскопических ферромагнитных телах количество спинов очень велико, можно полагать, что общий спин (или намагниченность) может ориентироваться практически в любом направлении относительно поля. Поэтому для описания динамических процессов в ферромагнетике может быть использована континуальная модель, которая абстрагируясь от микроскопической структуры ферромагнетика, в качестве характеризующей величины использует намагниченность, приближенно рассматриваемую как классический вектор [15,43].

В рамках такой феноменологической, или квазиклассической теории, явление ферромагнитного резонанса можно трактовать как избирательное поглощение энергии переменного электромагнитного поля, при условии совпадения его частоты с ларморовской частотой прецессии намагниченности. Предположим, что ферромагнитный образец помещен в сильное постоянное магнитное поле H , намагнитившее его до насыщения, так что вектор самопроизвольной намагниченности ориентирован параллельно этому полю. Если теперь ориентация внешнего поля внезапно изменится, то под действием возникшего момента сил вектор намагниченности не перейдет в новое равновесное состояние, а начнет прецессировать вокруг него. Возникновение прецессии является следствием гиротропных свойств магнетика (связи между механическим и магнитным моментами). Частота прецессии определяется формулой Лармора [15]:

$$\omega_L = \gamma H \quad (2.1)$$

где γ – гиромагнитное отношение.

Если затухание отсутствует, то такая прецессия будет продолжаться бесконечно долго. Очевидно, что в реальной магнитной системе существует большое количество каналов диссипации энергии, и через короткое время ($10^{-9} - 10^{-10}$ с) магнитные моменты возвращаются к состоянию термодинамического равновесия [48,100]. Однако, если к системе приложить внешнее высокочастотное поле с частотой, близкой к частоте ларморовской прецессии, возникнет усиление колебаний намагниченности и стабилизация прецессии за счет резонансной «откачки» энергии переменного поля.

Ландау и Лифшиц, в соответствии с квазиклассическим подходом, первыми записали уравнение движения вектора намагниченности \mathbf{M} во внешнем магнитном поле \mathbf{H} [101], которое имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] \quad (2.2)$$

Для учета диссипации энергии данное уравнение необходимо дополнить некоторым выражением, феноменологически описывающим затухание. Существует несколько форм записи члена, описывающего релаксацию. Часто используется вид диссипативного члена, предложенный Т. Гилбертом [102]:

$$\frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (2.3)$$

где α – параметр затухания, обычно определяемый из эксперимента. Векторный вид этого выражения соответствует моменту сил, стремящемуся вернуть намагниченность в ее равновесное состояние (параллельно магнитному полю). Можно также сказать, что на намагниченность действуют силы «трения», пропорциональные скорости изменения \mathbf{M} (рисунок 2.1). Следует отметить, что в такой форме записи уравнения движения предполагается, что величина намагниченности не изменяется, а меняется только ее положение в пространстве. Обычно это приближение оправдано, поскольку обменное взаимодействие между спинами значительно больше зеемановских сил между спинами и магнитными полями.

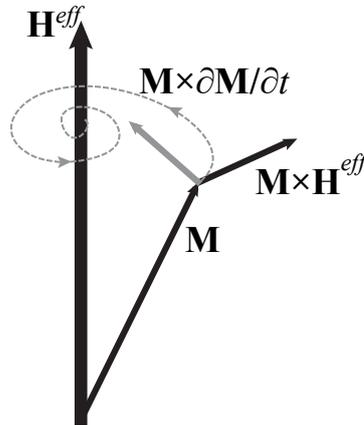


Рисунок 2.1. Затухающее прецессионное движение вектора намагниченности \mathbf{M} вокруг равновесного положения, определяемого внутренним эффективным полем \mathbf{H}^{eff} .

Различные виды взаимодействия в ферромагнетике, в том числе, описывающие магнитную анизотропию, могут быть учтены путем введения эффективного внутреннего поля \mathbf{H}^{eff} [101]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{eff}] - \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\mathbf{H}^{eff} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}}, \quad (2.5)$$

где F – свободная энергия ферромагнетика.

Рассмотрим, в качестве примера, тонкую магнитную пленку, обладающую магнитной плоскостной одноосной анизотропией H_k . Благодаря большой энергии анизотропии формы $2\pi M_s^2$, намагниченность пленки M_s будет лежать в ее плоскости. Если теперь поместить эту пленку в скрещенные высокочастотные и постоянные (планарные) магнитные поля, то в ней можно возбудить ферромагнитный резонанс. Его условия можно найти из решения уравнения движения (2.4) в предположении гармонической зависимости поля накачки от времени и малости его амплитуды. Решение уравнения дает выражения для собственной частоты однородного колебания намагниченности [103]:

$$\begin{aligned} \omega_0^2 &= \gamma^2 (H_R^{oH} + H_k)(H_R^{oH} + H_k + 4\pi M_s) \\ \omega_0^2 &= \gamma^2 (H_R^{oH} - H_k)(H_R^{oH} + 4\pi M_s) \end{aligned} \quad (2.6)$$

где H_R^{oH} и H_R^{oH} – величины внешнего магнитного поля (резонансные поля), при которых наблюдается резонанс, когда поле направлено соответственно вдоль легкой и трудной осей намагничивания, при фиксированной частоте возбуждающего переменного поля.

Отсюда видно, что зная частоту СВЧ-поля накачки и зарегистрировав в ходе развертки постоянного магнитного поля поле резонанса, можно, используя такую простую модель, извлечь основные магнитные параметры образца. На этих принципах основаны различные техники магниторезонансной спектроскопии.

2.2 Сканирующий спектрометр ферромагнитного резонанса

В настоящей работе для исследования магнитных параметров тонкопленочных образцов использовался автоматизированный сканирующий спектрометр ферромагнитного резонанса, разработанный в лаборатории ЭДСВЧЭ Института Физики им. Киренского [104-106]. Как известно, в настоящее время ферромагнитный резонанс является одним из наиболее мощных и отлаженных методов экспериментального

исследования магнитных материалов. С помощью ФМР можно регистрировать различные статические и динамические параметры образцов с высокой точностью, в том числе и фундаментальные характеристики, такие как фактор спектроскопического расщепления и константа обменного взаимодействия [107]. Кроме того, только методом ферромагнитного резонанса возможно прямое измерение важнейшего показателя качества магнитных пленок – ширины линии ФМР [108].

Описываемый спектрометр обладает рядом уникальных характеристик, которые позволяют с его помощью регистрировать и исследовать различные «тонкие» эффекты в низкоразмерных пленочных магнитных структурах [103,109,110].

Датчиком в спектрометре служит миниатюрный микрополосковый резонатор (МПР), изготовленный на подложке с высокой диэлектрической проницаемостью. Конструкция микрополоскового резонатора состоит из диэлектрической пластины (подложки) из материала с низкими потерями, нижняя плоскость которой металлизирована и выполняет роль экрана, а на верхней плоскости располагается полосковый проводник. Измерительное отверстие проделано в экране напротив середины полоскового проводника, в месте, где находится пучность высокочастотного магнитного поля на частоте первого полуволнового резонанса МПР. При этом вблизи измерительного отверстия возникают касательная и нормальная компоненты высокочастотного магнитного поля, причем касательная существенно больше нормальной [104].

Как правило, при изучении спектров ФМР тонкопленочных структур требуется предпринимать специальные меры для увеличения чувствительности установок, из-за чрезвычайно малого объема исследуемого образца. Обычно с этой целью используют резонаторную методику, применяя дополнительную низкочастотную модуляцию постоянного магнитного поля с последующим синхронным детектированием сигнала [111]. В описываемом спектрометре резонансное поглощение СВЧ мощности исследуемым участком магнитной пленки регистрируется модуляционным методом по изменению добротности резонатора в процессе развертки постоянного магнитного поля, модулируемого с частотой 1 кГц. При этом измерительное отверстие МПР служит локализованным источником высокочастотного магнитного поля и каналом связи между исследуемой пленкой и резонатором. Следует также отметить, что, как было показано в работах [104,106], чувствительность детектирования резонанса датчиком на основе МПР

может быть как минимум на порядок выше по сравнению с чувствительностью объемного волноводного резонатора, благодаря миниатюрности МПР и соответственно высокого коэффициента заполнения объема резонатора образцом.

На основе микрополоскового резонатора было разработано большое количество сменных высокочувствительных головок, входящих в состав спектрометра, перекрывающих диапазон частот от 100 МГц до 6 ГГц. Кроме того, были изготовлены головки и с различным диаметром измерительного отверстия: от 0.3 до 2.5 мм. Головка состоит из металлического немагнитного корпуса (рисунок 2.2), в котором размещается МПР *1* с круглым измерительным отверстием, вытравленным в металлизации со стороны экрана так, что ось головки проходит точно через центр отверстия. Микрополосковый резонатор является задающим контуром СВЧ генератора *2*. К выходу генератора подключен детектор *3*, с которого снимается сигнал, пропорциональный величине поглощения мощности высокочастотного поля локальным участком пленки, расположенным под отверстием резонатора.

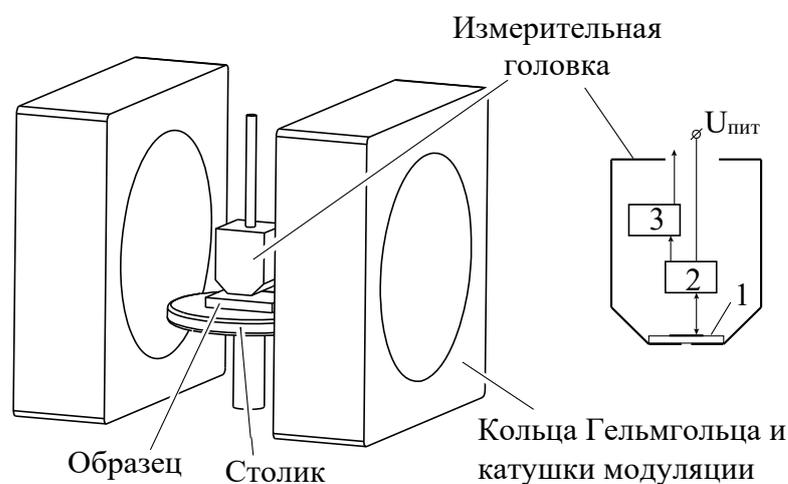


Рисунок 2.2. Блок датчика автоматизированного спектрометра и измерительная СВЧ головка: *1* – микрополосковый резонатор, *2* – СВЧ генератор, *3* – детектор.

СВЧ головка входит в блок датчика спектрометра ФМР, который, помимо нее, состоит из столика для размещения образца, колец Гельмгольца и катушек модуляции. Столик может перемещаться по двум измеряемым координатам в горизонтальной плоскости и поворачиваться вместе с исследуемым образцом вокруг оси, совпадающей с осью измерительной головки. Кольца Гельмгольца создают постоянное и однородное в области размещения образца магнитное поле развертки величиной до 0.6 кЭ,

модулируемое с частотой 1 кГц. Сигнал от блока датчика поступает на вход блока обработки и формирования сигнала, в котором выполняется усиление, фильтрация, и аналогово-цифровое преобразование этого сигнала, который затем передается на персональный компьютер (блок управления). На компьютере установлена специальная управляющая программа, которая позволяет настраивать различные параметры работы спектрометра и обрабатывать поступающую информацию. При запуске спектрометра на экране в режиме реального времени синхронно с разверткой магнитного поля появляется изображение спектра ФМР исследуемого участка магнитной пленки. При работе со слабыми сигналами, например, в случае очень тонких магнитных пленок (толщиной менее 100 Å) или в случае широких линий ФМР, предусмотрена возможность накопления сигнала. Однако следует отметить, что даже без накопления отношение сигнал/шум в спектрометре для пермаллоевой пленки толщиной 100 Å составляет величину около 10.

Записав спектр ФМР, программа автоматически определяет резонансное поле H_R и ширину линии резонанса ΔH . Поскольку столик с образцом можно поворачивать в пределах 0-360°, то можно также измерять и угловые зависимости H_R в локальных участках. Методика определения основных магнитных параметров пленок из измеренных угловых зависимостей H_R будет рассмотрена далее в этой главе, а здесь резюмируем основные возможности спектрометра: с его помощью можно измерить эффективную намагниченность насыщения, поле и направление магнитной анизотропии, коэрцитивную силу, ширину линии резонансного поглощения, а также распределение всех этих параметров по площади образца.

2.3 Метод определения эффективных магнитных параметров тонких пленок из ФМР измерений

В данной части главы рассматривается методика определения основных магнитных параметров тонкопленочных образцов, основанная на анализе экспериментальных зависимостей поля ферромагнитного резонанса от ориентации постоянного планарного магнитного поля развертки [112,113].

Несмотря на то, что к настоящему моменту ферромагнитный резонанс является одним из наиболее точных и информативных методов исследования магнетиков,

существуют определенные трудности при анализе и интерпретации экспериментальных данных. Это, в частности, относится и к исследованиям магнитной анизотропии [114], [115]. Как известно, на формирование магнитной анизотропии в тонкопленочных структурах оказывает влияние огромное количество разнообразных факторов, в том числе условия осаждения, состав напыляемого вещества, состояние и тип подложки, и так далее. Это приводит к взаимному наложению произвольного числа анизотропных вкладов различной природы и формированию сложной смешанной магнитной анизотропии [112]. При этом форма угловой зависимости резонансного поля в измерениях ФМР отражает симметрию именно результирующей магнитной анизотропии образца. В относительно простых случаях, например, для тонкой поликристаллической пленки с наведенной одноосной магнитной анизотропией, угловая зависимость как правило хорошо описывается простой моделью с малым количеством параметров [116]. Однако в общем случае такого подхода недостаточно, и для повышения точности определения параметров из экспериментальных данных возникает потребность в более сложной модели, которая учитывает возможное наличие в образце нескольких магнитных анизотропий различного порядка и величины.

Рассмотрим модель тонкой безграничной магнитной пленки во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , приложенном параллельно ее плоскости. При этом мы предполагаем, что пленка однородно намагничена и находится в однодоменном состоянии. Равновесное направление намагниченности \mathbf{M} и условие возбуждения ферромагнитного резонанса для тонкопленочного образца могут быть получены из выражения плотности свободной энергии системы, которое можно записать как

$$F(\theta, \varphi) = -M_s H \cos(\varphi - \varphi_H) \sin \theta + 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta + F^a(\theta, \varphi), \quad (2.7)$$

где первый член выражения – вклад энергии Зеемана, второй – энергия анизотропии формы, и третий – плотность свободной энергии планарной магнитной анизотропии пленки. В системе координат xzy , где ось z совпадает с вектором нормали к плоскости образца, угол θ обозначает полярный угол между намагниченностью и осью z , а φ и φ_H описывают соответственно азимутальные углы \mathbf{M} и \mathbf{H} в плоскости, измеренные относительно оси x (рисунок 2.3). M_s – намагниченность насыщения.

В соответствии с формулой Смита-Сула [117] (ее можно получить из решения уравнения движения Ландау-Лифшица (2.4) в сферических координатах), условие возбуждения однородного ФМР определяется двойными частными производными $F_{\theta\theta}$,

$F_{\theta\varphi}$, $F_{\varphi\varphi}$ плотности свободной энергии F по сферическим координатам намагниченности θ и φ :

$$\omega_0 = \frac{\gamma}{M_s \sin \theta_0} \left[F_{\varphi\varphi} F_{\theta\theta} - F_{\theta\varphi}^2 \right]_{\theta_0, \varphi_0}^{1/2}, \quad (2.8)$$

где ω_0 – угловая частота, а γ – гиромагнитное отношение. Частные производные в выражении вычисляются для равновесного положения вектора намагниченности \mathbf{M} , т.е. для углов $\theta = \theta_0$ и $\varphi = \varphi_0$, обеспечивающих минимум свободной энергии F :

$$F_{\varphi}(\theta_0, \varphi_0) = 0, \quad F_{\theta}(\theta_0, \varphi_0) = 0. \quad (2.9)$$

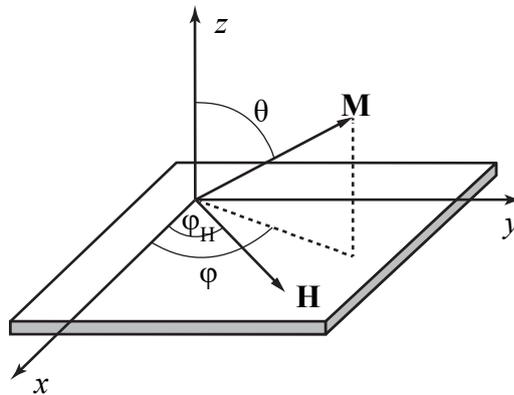


Рисунок 2.3. Координатная система и расположение векторов \mathbf{M} и \mathbf{H} в модели тонкой пленки.

В тонкопленочных низкоразмерных системах, вклад анизотропии формы, как правило, оказывается доминирующим в общей энергии магнитной анизотропии F^a . При этом анизотропия формы в значительной степени ответственна за планарную ориентацию намагниченности в образце. Переориентация из-за поверхностной анизотропии самопроизвольной намагниченности из плоскости пленки к ее нормали возможна только для ультратонких пленок, толщина которых, как правило, не превышает нескольких монослоев [108]. Поэтому при намагничивании пленки внешним магнитным полем параллельно ее поверхности равновесный угол θ_0 можно принять равным $\pi/2$. Тогда с учетом (2.7) уравнение однородного ФМР (2.8) и условие равновесия (2.9) можно представить в виде

$$\left[H_{res} \cos(\varphi_0 - \varphi_H) + \frac{F_{\varphi\varphi}^a}{M_s} \right] \times \left[H_{res} \cos(\varphi_0 - \varphi_H) + 4\pi M_s + \frac{F_{\theta\theta}^a}{M_s} \right] - \frac{F_{\theta\varphi}^a{}^2}{M_s^2} = \left(\frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2, \quad (2.10)$$

$$H_R \sin(\varphi_0 - \varphi_H) + F_\varphi^a / M_s = 0, \quad (2.11)$$

где H_R – резонансное поле при фиксированной частоте накачки $f_0 = \omega_0/2\pi$.

Таким образом, для определения с помощью ФМР параметров магнитной анизотропии $F^a(\theta, \varphi)$ можно использовать численную процедуру, позволяющую аппроксимировать экспериментальную угловую зависимость $H_R(\varphi_H)$ теоретической кривой, вычисляемой с помощью нелинейных уравнений (2.10) и (2.11).

Важной проблемой является выбор формы записи энергии магнитной анизотропии. Практически полезен такой вид записи, который позволяет получить не зависящие друг от друга коэффициенты анизотропии, отвечающие заданному порядку кристаллографической анизотропии [118,119].

В случае экспериментального измерения параметров планарной магнитной анизотропии в тонких пленках таким условиям удовлетворяет разложение энергии анизотропии F^a в ряд Фурье по азимутальному углу намагниченности φ [112]:

$$F^a(\theta, \varphi) = \sum_m A_m(\theta) \cos m(\varphi - \varphi_m). \quad (2.12)$$

Здесь $A_m(\pi/2)$ и φ_m характеризуют величину и направление m -кратной магнитной анизотропии в плоскости образца.

Роль эффективного поля размагничивания $4\pi M_{eff} = 4\pi M_s - K_\perp / M_s$ (K_\perp – константа одноосной ортогональной анизотропии) в измерениях ФМР является очень существенной. Его значение за исключением ультратонких структур, как правило, значительно превышает поля магнитокристаллической анизотропии. Так, например, для монокристаллических пленок железа $4\pi M_{eff} \sim 10^4$ Ое, в то время как $2K_1/M_s \sim 10^2$ Ое [108]. Этот факт можно использовать для приближенного решения уравнений (2.10) и (2.11). Это необходимо сделать, так как в общем случае аналитический вид $A_m(\theta)$ в разложении F^a неизвестен. Действительно, если в (2.10) пренебречь членами $F_{\theta\theta}^a$ и $F_{\theta\varphi}^a$, то для вычисления приближенного значения резонансного поля потребуется только знание планарных A_m констант анизотропии, значение которых непосредственно можно получить из результатов измерений.

Для оценки связанной с таким приближением абсолютной погрешности ΔH_ε определения полей анизотропии m -порядка $H_m^a = m^2 A_m(\pi/2) / M_s$ можно воспользоваться выражением

$$\Delta H_{\varepsilon} \approx \left| (H_m^a)_{\max} \frac{(\omega_0 / \gamma)^2}{(4\pi M_s)^2} \right|, \quad (2.13)$$

где $(H_m^a)_{\max}$ – максимальное поле магнитной анизотропии, полученное экспериментально.

Таким образом, для того, чтобы теоретическую зависимость поля ФМР, рассчитанную при варьировании угла направления постоянного магнитного поля развертки по формулам (2.10) и (2.11), согласовать с экспериментальной зависимостью $H_R(\varphi_H)$, необходимо подобрать величины всех параметров феноменологической модели исследуемой пленки. Для этого была разработана итерационная процедура численного анализа, позволяющая автоматизировать процесс аппроксимации экспериментальной зависимости $H_R(\varphi_H)$ соответствующей теоретической зависимостью так, чтобы минимизировать расхождение теории и эксперимента.

2.4 Микромагнитное моделирование

В настоящее время микромагнитное моделирование фактически является стандартным методом изучения магнитных свойств нанобъектов, занимая некоторое промежуточное положение между теорией и экспериментом (условно, этот метод можно назвать численным экспериментом). За последние десятилетия разработано несколько различных подходов для определения равновесной конфигурации намагниченности и расчета ее динамики, при этом наиболее распространенным является подход, основанный на интегрировании динамического уравнения Ландау-Лифшица. Этот метод является наиболее общим и реализован в таких широко известных программах микромагнитного моделирования как OOMMF [120] и magpar [121]. Однако, поскольку в этом подходе вычисляется вся эволюция системы связанных магнитных моментов, начиная с некоторого начального распределения, он является относительно медленным.

В данной части главы рассматривается метод микромагнитного моделирования, предложенный в лаборатории ЭДСВЧЭ Института Физики им. Киренского. Метод основан на использовании неопределенных множителей Лагранжа для поиска равновесного (основного) состояния намагниченности [122,123], и определении нормальных мод колебаний намагниченности с помощью линеаризации уравнения

Ландау-Лифшица для случая малых отклонений намагниченности относительно основного состояния [124,125]. Данный метод для определенного класса задач обладает рядом преимуществ по сравнению с вышеупомянутыми пакетами микромагнитного моделирования, в частности, он оптимизирован для решения больших задач на мультипроцессорных многопоточных системах (типа NVIDIA Tesla [126]). Это дает прирост производительности вычислений до десяти раз по сравнению с вычислениями, выполняемыми на центральных процессорах. Следует также отметить, что в последние годы интерес к использованию многопроцессорных систем для решения задач микромагнитного моделирования привлекает большое внимание исследователей, и этой теме посвящено множество работ [127-129].

Микромагнетизм – это классическая феноменологическая теория, в которой спонтанная намагниченность, магнитная анизотропия и другие эффекты, присущие магнитоупорядоченным веществам, постулируются и учитываются соответствующим образом записанными выражениями для свободной энергии. Эта теория ставит своей задачей найти, исходя только из выражения для свободной энергии и общих уравнений равновесия и движения намагниченности, действительную зависимость намагниченности от координат и времени [130].

Базовой концепцией микромагнитной теории является переход от дискретного рассмотрения магнитных моментов отдельного атома моделируемого образца к непрерывной функции распределения намагниченности. Возможность создания такой феноменологической теории основывается на том, что обменное взаимодействие между соседними спинами является доминирующим фактором, определяющим их ориентацию, тогда как дополнительные учитываемые силы оказывают лишь малое возмущающее воздействие; другими словами, направление спинов на соседних узлах решетки может изменяться лишь на малый угол. Поэтому можно аппроксимировать углы, характеризующие направления спинов, непрерывными функциями координат. Искомой величиной становится вектор намагниченности, компоненты которого непрерывно меняются в пространстве и времени. При этом обычно в теории микромагнетизма предполагается, что длина вектора намагниченности остается постоянной.

Равновесное распределение намагниченности можно отыскать путем минимизации свободной энергии ферромагнетика, при дополнительном условии постоянства абсолютного значения вектора намагниченности. Однако это нелинейное

ограничение совместно с необходимостью учета дальнедействующей природы магнитостатического взаимодействия приводит к довольно сложной задаче минимизации, которая может быть аналитически решена только для некоторых простых случаев [130]. Поэтому фактически во всех, практически важных случаях, решение этой задачи возможно только численными методами.

Таким образом, для расчета зависимости компонент намагниченности от координат и времени необходимо разбивать исследуемую магнитную среду на дискретные элементы. При этом в зависимости от уровня детализации и решаемой задачи под такими элементами могут пониматься различные по масштабу области среды, например, наночастицы или микрокристаллиты, в пределах которых намагниченность считается однородной.

Согласно феноменологической теории, используемой в микромагнетизме, свободная энергия F ферромагнитного тела в большинстве случаев может быть записана как сумма энергии внешнего постоянного поля \mathbf{H} (энергии Зеемана), энергии обменного взаимодействия, энергии размагничивающего поля (или энергии магнитного диполь-дипольного взаимодействия), а также энергии магнитной анизотропии. Если мы рассмотрим ферромагнитный объект, разбитый на N одинаковых дискретных элементов в форме параллелепипеда объемом V_0 с компонентами намагниченности $\mathbf{M}^{(i)}$ ($i=1, 2, \dots, N$), заданными в каждом элементе, то его свободную энергию можно выразить как

$$F(\mathbf{M}^{(1)}, \mathbf{M}^{(2)}, \dots, \mathbf{M}^{(N)}) = -V_0 \sum_{i=1}^N \left[\mathbf{H} \mathbf{M}^{(i)} + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \mathbf{M}^{(i)} \tilde{A}^{(ij)} \mathbf{M}^{(j)} \right] \quad (2.14)$$

где $\tilde{A}^{(ij)}$ – тензор, описывающий взаимодействия между дискретными элементами i и j , который определяется внутренними свойствами исследуемой магнитной системы,

$$\tilde{A}^{(ij)} = \begin{cases} \tilde{A}^{a(ii)} + \tilde{A}^{dip(ii)}, & i = j \\ \tilde{A}^{ex(ij)} + \tilde{A}^{dip(ij)}, & i \neq j. \end{cases} \quad (2.13)$$

Здесь $\tilde{A}^{ex(ij)}$ – тензор, описывающий обменное взаимодействие с постоянной обмена J , и $\tilde{A}^{a(ii)}$ – тензор, описывающий магнитную анизотропию с константой одноосной анизотропии K_i и направлением оси легкого намагничивания, заданным единичным вектором $\mathbf{n}^{(i)}$,

$$\vec{A}^{ex(ij)} = \frac{2J}{M_s^2} \vec{E}, \quad \vec{A}^{a(ii)} = \frac{2K_i}{M_s^2} \begin{pmatrix} n_x^{(i)} \\ n_y^{(i)} \\ n_z^{(i)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_x^{(i)} & n_y^{(i)} & n_z^{(i)} \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

где M_s – намагниченность насыщения образца, и \vec{E} – единичная матрица 3×3 . Энергия размагничивающего поля, обусловленная диполь-дипольным взаимодействием между дискретными элементами, описывается тензором $\vec{A}^{dip(ij)}$. Для вычисления его компонент обычно пользуются либо приближением, основанным на учете взаимодействия пары точечных магнитных диполей, либо точным аналитическим выражением для дискретных компонент в форме параллелепипеда.

Конфигурация намагниченности в ферромагнетике приходит к состоянию равновесия при минимуме его свободной энергии (2.14), то есть равенстве нулю ее вариации $\delta F(\mathbf{M}^{(1)}, \mathbf{M}^{(2)}, \dots, \mathbf{M}^{(N)}) = 0$ при заданном ограничении $(\mathbf{M}^{(i)})^2 = M_s^2$ ($i = 1, \dots, N$). В работах [122,123] показано, что, используя метод неопределенных множителей Лагранжа, условие равновесия совместно с ограничением на постоянство длины вектора намагниченности можно выразить в виде системы уравнений:

$$\mathbf{H}^{eff(k)}(\mathbf{M}^{(1)}, \mathbf{M}^{(2)}, \dots, \mathbf{M}^{(N)}) - \nu_k \mathbf{M}^{(k)} = 0 \quad k = (1, \dots, N), \quad (2.15)$$

$$\mathbf{H}^{eff(k)} = -(1/V_0)(\delta F / \delta \mathbf{M}^{(k)}) = \mathbf{H} + \sum_{j=1}^N \vec{A}^{(kj)} \mathbf{M}^{(j)} \quad (2.16)$$

где $\mathbf{H}^{eff(k)}$ – эффективное локальное магнитное поле, действующее на намагниченность k -й ячейки, ν_k – постоянные множители Лагранжа.

Физический смысл этого уравнения заключается в том, что намагниченность каждой ячейки в состоянии равновесия совпадает по направлению с эффективным локальным магнитным полем, создаваемым как внешним полем, так и эффективными полями, обусловленными взаимодействием дискретных элементов. При этом коэффициент ν_k обеспечивает постоянство длины векторов намагниченности ячеек. Следует заметить, что для достижения устойчивого равновесия необходимо выполнение дополнительного условия – вторая вариация свободной энергии должна быть больше нуля. Алгоритм решения системы (2.15) подробно изложен в работах [122,123].

Важно отметить, что одно из достоинств использования метода неопределенных множителей Лагранжа заключается в том, что итоговые уравнения, определяющие условие достижения равновесия, могут быть записаны в матричном виде. Для решения

таких матричных уравнений могут быть задействованы развитые численные алгоритмы линейной алгебры, которые, в частности, делают возможным эффективные распределённые вычисления на многопроцессорных станциях, что является особенно актуальным при исследовании относительно больших объектов.

Определение равновесной конфигурации системы магнитных моментов дает возможность исследовать различные статические свойства моделей ферромагнитных объектов, например, строить петли гистерезиса или изучать доменную структуру. В тоже время, это также позволяет решать задачи связанные с динамикой намагниченности. Так, зная равновесное распределение намагниченности, можно рассчитать нормальные моды ее колебаний при условии малости отклонения намагниченности от основного состояния. В работах [124,125] подробно описывается этот подход, основанный на линеаризации уравнения Ландау-Лифшица, а здесь он будет рассмотрен кратко.

Как уже упоминалось ранее, базовым уравнением теории микромагнетизма, описывающем движение намагниченности (в данном случае k -ой ячейки, $(k = 1, \dots, N)$) является уравнение Ландау-Лифшица:

$$\frac{\partial \mathbf{M}^{(k)}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M}^{(k)} \times \mathbf{H}^{eff(k)}] - \gamma \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}^{(k)} \times [\mathbf{M}^{(k)} \times \mathbf{H}^{eff(k)}]. \quad (2.17)$$

Здесь первый член суммы описывает прецессию намагниченности k -ой ячейки относительно эффективного локального магнитного поля, а второй отвечает за затухание в системе, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр затухания.

Используя метод последовательных приближений [43], решение можно искать в виде $\mathbf{M}^{(k)} = \mathbf{M}_0^{(k)} + \mathbf{m}^{(k)}(t)$, $\mathbf{H}^{eff(k)} = \mathbf{H}_0^{eff(k)} + \mathbf{h}^{eff(k)}(t)$, где $|\mathbf{m}^{(k)}| \ll |\mathbf{M}_0^{(k)}|$ и $|\mathbf{h}^{eff(k)}| \ll |\mathbf{H}_0^{eff(k)}|$, $\mathbf{M}_0^{(k)}$ – равновесное направление намагниченности k -ой ячейки. Статическая и динамическая части эффективного поля определяются в соответствии с (2.15, 2.16), как

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_0^{eff(k)} &= \sum_{i=1}^N \vec{A}^{(ki)} \mathbf{M}_0^{(i)} + \mathbf{H}_0 = v_k \mathbf{M}_0^{(k)} \\ \mathbf{h}^{eff(k)}(t) &= \sum_{i=1}^N \vec{A}^{(ki)} \mathbf{m}^{(i)}(t) + \mathbf{h}^{rf(k)} = \mathbf{j}^{(k)} + \mathbf{h}^{rf(k)}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Рассматривая только линейные члены и учитывая, что $[\mathbf{M}_0^{(k)} \times \mathbf{H}_0^{eff(k)}] = 0$, уравнение движения (2.17) будет иметь вид

$$\frac{\partial \mathbf{m}^{(k)}}{\partial t} = \sum_{i=1}^N \bar{B}^{(ki)} \mathbf{m}^{(i)} + \bar{N}_0^{(k)} \mathbf{h}^{rf(k)}. \quad (2.19)$$

При этом использовались следующие обозначения

$$\bar{M}_0^{(k)} = \begin{bmatrix} 0 & -M_{0z}^{(k)} & M_{0y}^{(k)} \\ M_{0z}^{(k)} & 0 & -M_{0x}^{(k)} \\ -M_{0y}^{(k)} & M_{0x}^{(k)} & 0 \end{bmatrix}, \quad \bar{N}_0^{(k)} = -\gamma \left(\bar{M}_0^{(k)} - \frac{\alpha}{M_s} (\bar{M}_0^{(k)})^2 \right) \quad (2.20)$$

$$\bar{B}^{(ki)} = \begin{cases} \bar{N}_0^{(k)} (\bar{A}^{(kk)} - v_k \bar{E}), & k = i \\ \bar{N}_0^{(k)} \bar{A}^{(ki)}, & k \neq i \end{cases}$$

где $M_{0x}^{(k)}$, $M_{0y}^{(k)}$, $M_{0z}^{(k)}$ – компоненты вектора $\mathbf{M}_0^{(k)}$, а \bar{E} – единичная матрица 3×3 .

Для определения нормальных магнитных мод намагниченности рассмотрим случай свободных колебаний. При этом в отсутствии переменного поля ($\mathbf{h}^{rf(k)} = 0$) выражение (2.19) имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{m}^{(k)}}{\partial t} = \sum_{i=1}^N \bar{B}^{(ki)} \mathbf{m}^{(i)}, \quad (k = 1, 2, \dots, N). \quad (2.21)$$

Решение системы линейных дифференциальных уравнений (2.21) будем искать в виде $\mathbf{m}^{(i)}(t) = \mathbf{V}^{(i)} e^{\lambda t}$. Здесь $\lambda = -i\omega$, ω – частота прецессии намагниченности. В результате получим

$$\sum_{i=1}^N \bar{B}^{(ki)} \mathbf{V}^{(i)} = \lambda \mathbf{V}^{(k)}, \quad (k = 1, 2, \dots, N). \quad (2.22)$$

Решая уравнение (2.22) на собственные вектора и собственные значения, общее решение однородной системы (2.21) можно записать в виде разложения по собственным векторам нормальных магнитных мод колебаний

$$\mathbf{m}^{(i)}(t) = \sum_{m=1}^M C_m \mathbf{V}_m^{(i)} e^{\lambda_m t}, \quad (i = 1, 2, \dots, N), \quad (2.23)$$

где M – число учитываемых в расчете мод колебаний ($M \leq 2N$), λ_m – собственное число (собственная резонансная частота моды), соответствующее собственному вектору (столбцу) $\mathbf{V}_m = [\mathbf{V}_m^{(1)}; \mathbf{V}_m^{(2)}; \dots, \mathbf{V}_m^{(N)}]$, а $\mathbf{V}_m^{(1)}$, $\mathbf{V}_m^{(2)}$, \dots , $\mathbf{V}_m^{(N)}$ – амплитуды колебаний намагниченности в каждой ячейке на частоте m -ой моды.

В случае вынужденных колебаний необходимо решить неоднородную систему уравнений (2.19). Для этого можно воспользоваться методом вариации произвольных постоянных. В тоже время, с практической точки зрения важно рассмотреть случай возбуждения системы гармоническим (синусоидальным) высокочастотным полем $\mathbf{h}^{rf(j)} = \mathbf{h}_0^{rf(j)} e^{-i\omega t}$ ($j = 1, 2, \dots, N$) с частотой ω . Тогда, как показано в работах [124,125],

при наличии затуханий в системе в установившемся режиме решение уравнения движения намагниченности i -й ячейки описывается выражением

$$\mathbf{m}^{(i)}(t) = \sum_{m=1}^M \sum_{j=1}^N \frac{\mathbf{U}_m^{(j)} \tilde{N}_0^{(j)} \mathbf{h}_0^{rf(j)}}{-(\lambda_m + i\omega)} \cdot \mathbf{V}_m^{(i)} e^{-i\omega t}. \quad (2.24)$$

где $\mathbf{U}_m = \mathbf{V}_m^T$ («Т» означает транспонирование). При этом, зная уравнение движения намагниченности, несложно рассчитать энергию поглощения высокочастотного поля исследуемой системой.

Описанный подход позволяет проводить исследование динамики магнитной системы в ферромагнитных образцах любой заданной формы. С его помощью можно изучать закономерности поведения спектров собственных мод колебаний намагниченности при варьировании параметров объекта и характеристик постоянного и высокочастотного магнитных полей, а также исследовать пространственное распределение амплитуд колебаний намагниченности для различных мод по всему объему образца.

2.5 Выводы

Таким образом, резонансное поглощение энергии СВЧ поля ферромагнетиком является замечательным эффектом, который уже многие годы с успехом используется для исследований магнитных параметров образцов. Суммируем основные характеристики описанного в главе сканирующего спектрометра ФМР: диапазон частот поля накачки 0.1÷6.0 ГГц; локальность измерений 0.3÷2.5 мм; интервал магнитных полей развертки 0÷600 Э; точность определения резонансного поля для пермалловых пленок толщиной 500 Å ±0.02 Э, и ширины линии ФМР ±0.04 Э.

В настоящей работе для определения магнитных характеристик пленок из экспериментальной угловой зависимости резонансного поля применяется метод, основанный на феноменологической модели пленки с планарным расположением магнитного момента. Ключевая особенность данного метода заключается в том, что он позволяет с высокой точностью определять эффективные параметры планарной магнитной анизотропии, даже для случая, когда в исследуемом образце существуют различные анизотропные вклады, приводящие к формированию сложной смешанной анизотропии.

Незаменимую помощь при интерпретации и анализе экспериментальных данных предоставляет микромагнитное моделирование. Численный микромагнитный анализ моделей ферромагнитных объектов позволяет исследовать их статические и динамические магнитные характеристики: строить петли гистерезиса, проследивать формирование магнитных доменов, исследовать колебания намагниченности и спектры поглощения. Описанный метод для решения задач микромагнитного моделирования использует развитые численные алгоритмы линейной алгебры, которые делают возможным эффективные распределённые вычисления на многопроцессорных станциях. В настоящей работе расчеты проводились на вычислительном кластере, построенном на базе многопоточного сопроцессора NVIDIA Tesla K40.

Глава 3 Магнитные свойства тонких пленок пермаллоя, осажденных на текстурированные стеклянные подложки

Третья глава посвящена исследованию влияния периодических неоднородностей поверхности пленки пермаллоя на ее магнитные свойства [131-133]. В первой части описывается процесс изготовления образцов и приводятся результаты анализа их поверхности с помощью оптической и атомно-силовой микроскопии. Вторая часть посвящена обсуждению данных ФМР измерений. В частности, отмечается, что наличие текстуры на поверхности стеклянной подложки с периодом 5 – 80 мкм не оказывает значительного влияния на магнитную анизотропию образцов, но приводит к расширению и сдвигу резонансной кривой. В третьей части с помощью микромагнитного анализа численной модели пленки с периодическими неоднородностями дается объяснение наблюдаемым в эксперименте эффектам. Наконец, в четвертой части главы, обнаруженные особенности спектра ферромагнитного резонанса пленки с возмущениями на ее поверхности анализируются с помощью недавно развитой для данного случая теории двухмагнонных процессов релаксации.

3.1 Изготовление образцов и их морфология

Для экспериментального исследования влияния периодических неоднородностей поверхности пленки на ее магнитные свойства, была изготовлена серия образцов, получаемых осаждением пермаллоя на специальным образом обработанные подложки. На поверхности полированных стеклянных подложек размерами $25 \times 10 \times 0.5$ мм алмазным резцом наносилась система параллельных рисок (канавок). Штрихи формировались с помощью автоматического координатографа [134], который позволял вырезать параллельные канавки с минимальным расстоянием между соседними штрихами (периодом) 5 мкм, и силой нажима резца на поверхность стекла 0.044 Н. После формирования текстуры, выполнялся стандартный цикл мытья подложек, включающий ультразвуковую обработку.

На подготовленные таким образом подложки методом термического вакуумного испарения осаждался пермаллой исходного состава в весовых процентах $\text{Fe}_{25}\text{Ni}_{75}$.

Скорость осаждения составляла около 0.7 нм/с , а базовое давление в вакуумной камере было ниже 10^{-6} торр. Толщина полученных пленок контролировалась в процессе осаждения с помощью откалиброванного кварцевого датчика, и для готовых образцов она составляла 50 нм . В процессе синтеза пленок подложки подогревались до 250°C для увеличения адгезии [135]. При этом подложки располагались нормально по отношению к падающему молекулярному лучу. При изготовлении образцов в плоскости подложки было приложено постоянное магнитное поле. Источником внешнего поля служили SmCo магниты, которые были собраны в магнитную систему, формирующую в области расположения подложки сильное ($\sim 200 \text{ Э}$) и однородное магнитное поле [136]. Приложенное поле индуцировало в пленках плоскостную одноосную магнитную анизотропию.

Важно заметить, что на одной стеклянной подложке формировалось несколько участков с различным периодом текстуры a_0 , со штрихами, параллельными короткой стороне подложки (рисунок 3.1a). При этом в едином технологическом цикле одновременно синтезировалось две пленки: пленка с рисками на подложке, ориентированными параллельно внешнему постоянному полю, и пленка с рисками, ортогональными полю.

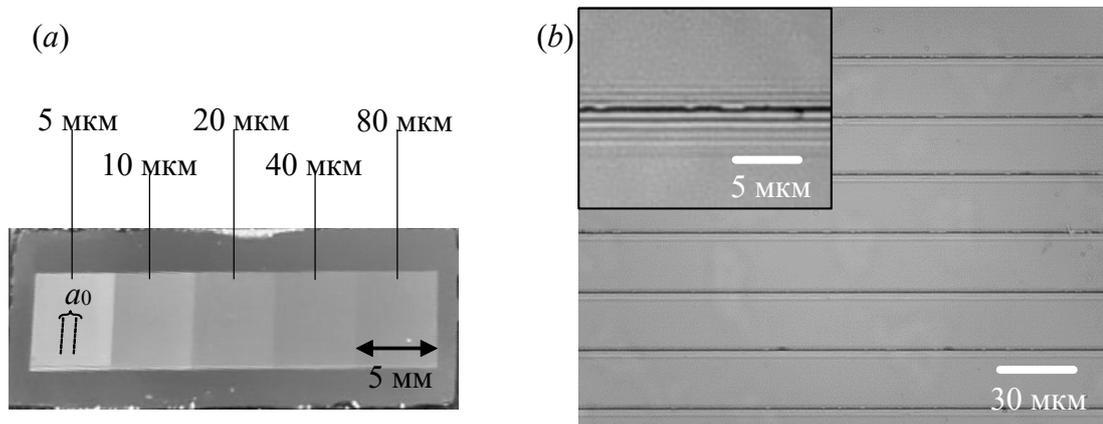


Рисунок 3.1. (a) Тонкая пленка пермаллоя, изготовленная осаждением на стеклянную подложку, на поверхности которой сформированы текстурированные участки с различным периодом a_0 . (b) Снимки поверхности пленки пермаллоя с периодом текстуры 25 мкм , полученные с помощью оптического микроскопа.

Интересно также отметить, что, как известно из литературы [137,138], при определенных условиях обработки, в том числе слабом давлении реза на поверхность и высокой твердости режущего острья, обычно хрупкое стекло проявляет

упругопластические свойства. Как показывают эксперименты [139,140], при таком режиме обработки стекло ведет себя как вязкая среда по отношению к резцу и формирование микрорельефа осуществляется посредством выдавливания материала, с образованием «навалов» на краях царапины. Такой режим нарезки характеризуется малой вероятностью возникновения в стекле трещин и сколов.

На рисунке 3.1*b* показано изображение тонкой пленки пермаллоя, осажденной на подложку с периодом текстуры 25 мкм, полученное с помощью металлографического микроскопа отраженного света Jenavert в светлом поле. Из этого снимка видно, что сформированные автоматическим координатографом на стеклянных подложках канавки идут вдоль прямых параллельных линий, а расстояние между ними практически соответствует заданному при изготовлении периоду.

Более подробные исследования морфологии поверхности образцов были проведены с помощью сканирующей зондовой нанолaborатории NTEGRA Auga методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). На рисунке 3.2 в качестве примера показаны изображения поверхности пленки с периодом текстуры подложки 10 мкм (*a*) и переходной области между участками с периодом 5 мкм и 10 мкм (*b*), полученные с шагом сканирования 0.4 мкм. Было установлено, что в результате обработки подложки алмазным резцом на поверхности образуются не только риски, но и острые «отвалы» на краю только с одной из сторон рисок. Эти «отвалы» имеют высокую адгезию с подложкой и сохраняются после полного цикла мытья перед напылением.

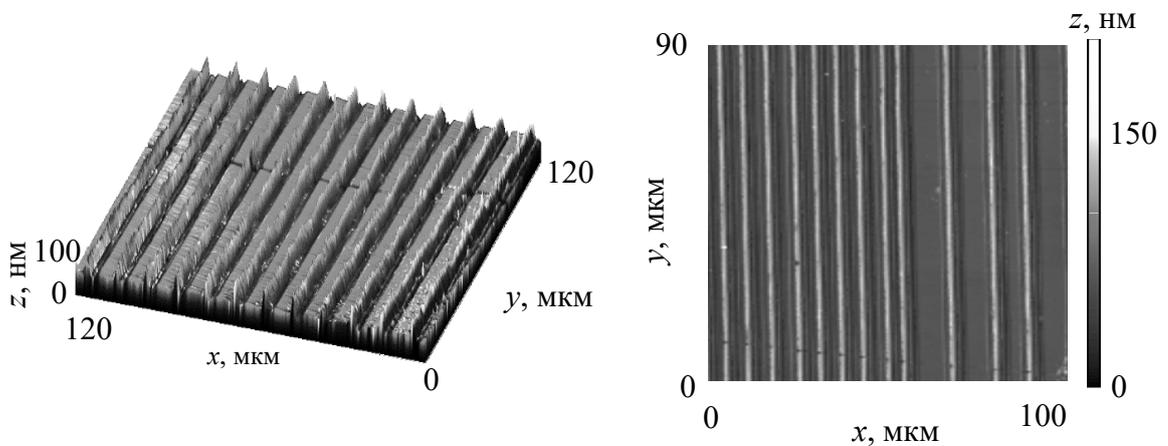


Рисунок 3.2. Полученные атомно-силовой микроскопией изображения пленок пермаллоя, осажденных на обработанные стеклянные подложки, с периодом текстуры a_0 . (a) Показан участок пленки с периодом $a_0 = 10$ мкм, (b) изображение области перехода между участками пленки с периодом 5 мкм и 10 мкм.

Для более детального исследования структуры канавок в полуконтактном режиме были измерены участки поверхности пленки размером $30 \text{ мкм} \times 30 \text{ мкм}$, с шагом сканирования 0.11 мкм (рисунок 3.3). Оказалось, что в действительности профиль поперечного сечения канавок обладает достаточно сложным рельефом – он имеет по восемь выступов и впадин, с выраженными максимумом («отвалом») и минимумом («бороздой»), суммарно занимающими полосу шириной около 5 мкм . При этом средняя максимальная глубина канавок в измеренном участке пленки составляла 54 нм , а средняя максимальная высота «отвалов» – 93 нм .

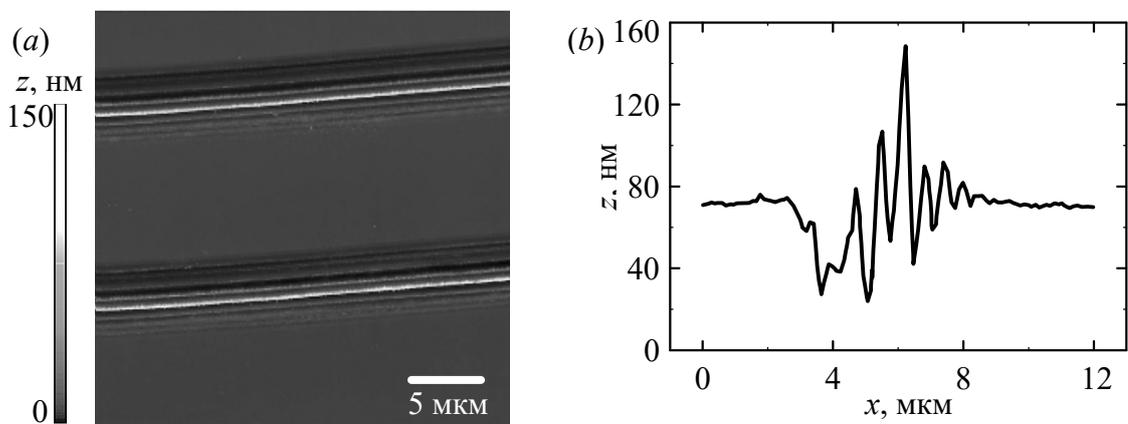


Рисунок 3.3. АСМ изображение участка поверхности пленки пермаллоя размером $30 \text{ мкм} \times 30 \text{ мкм}$ (a) и график сечения вдоль линии, перпендикулярной канавке (профиль канавки) (b).

В аналогичном режиме были просканированы и текстурированные чистые стеклянные подложки. Полученные профили поперечного сечения канавок на данных сканах повторяли профили, полученные для пермаллоевой пленки, а высота и глубина профиля в среднем на $\sim 5 \text{ нм}$ превосходили величины, измеренные для пленки. Таким образом, можно сделать вывод, что условия термического осаждения не оказывали значительного влияния на структуру поверхности подложки. Следует также отметить, что шероховатость (среднее отклонение высот во всех точках скана от усредненной высоты) поверхности текстурированных пленок составляла около 10 нм . В тоже время шероховатость, измеренная для сформированных на необработанных участках подложки областей пленки, составляла $\sim 1 \text{ нм}$. Поэтому можно ожидать, что особенности в магнитных характеристиках образцов, связанные с морфологией их

поверхности, будут обусловлены в значительной степени именно искусственно сформированным рельефом.

3.2 Магнитные характеристики пленок, осажденных на текстурированные подложки

Исследования магнитных параметров образцов проводились с помощью автоматизированного сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса. Измерения были выполнены на частоте 1684 МГц с локальных участков ТМП круглой формы, площадь которых составляла примерно 0.8 мм². Угловые зависимости снимались с центральной части каждого из участков пленки с различным периодом a_0 текстуры (рисунок 3.1а).

Эффективная намагниченность насыщения и параметры магнитной анизотропии определялись из измеренных зависимостей резонансного поля от направления магнитного поля развертки, с помощью теоретического подхода, описанного ранее во второй главе. На рисунке 3.4 показаны экспериментальные угловые зависимости резонансного поля H_R и ширины линии ФМР ΔH , измеренные для двух образцов, полученных в одном цикле осаждения пермаллоя на подложки с текстурой, по разному ориентированной относительно внешнего магнитного поля: у первого образца риски были параллельны полю, а у второго ортогональны ему. Измерения проведены в областях пленок, где на подложке была сформирована текстура с периодом равным 10 мкм (сплошные черные и серые линии) и на участках образцов, где подложка не подвергалась обработке (штриховые линии).

Из представленных зависимостей видно, что наличие текстуры на подложках слабо влияет на магнитную анизотропию образцов. Для обеих пленок легкое направление одноосной планарной анизотропии определяется ориентацией приложенного во время осаждения внешнего поля, и отклоняется от него не более чем на 5°. При этом средняя для обоих образцов величина поля анизотропии составляла 11.2 Э и изменялась не более чем на ± 2 Э для различных областей пленок. Средняя эффективная намагниченность насыщения первого образца оказалась равной 1008 Гс, а второго 963 Гс.

Вместе с тем, из графиков на рисунке 3.4 также видно, что наличие периодических неоднородностей на подложках приводит к возникновению особенностей в угловых зависимостях как резонансного поля, так и ширины линии ФМР. Так, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН), резонансное поле H_R , измеренное для текстурированного участка первого образца, почти на 2.5 Э меньше аналогичной величины для необработанной области этой пленки. В тоже время, когда внешне поле направлено вдоль оси трудного намагничивания (ОТН), т.е. перпендикулярно направлению рисок, резонансное поле превосходит значение H_R , измеренное для области пленки без рисок более чем на 3 Э.

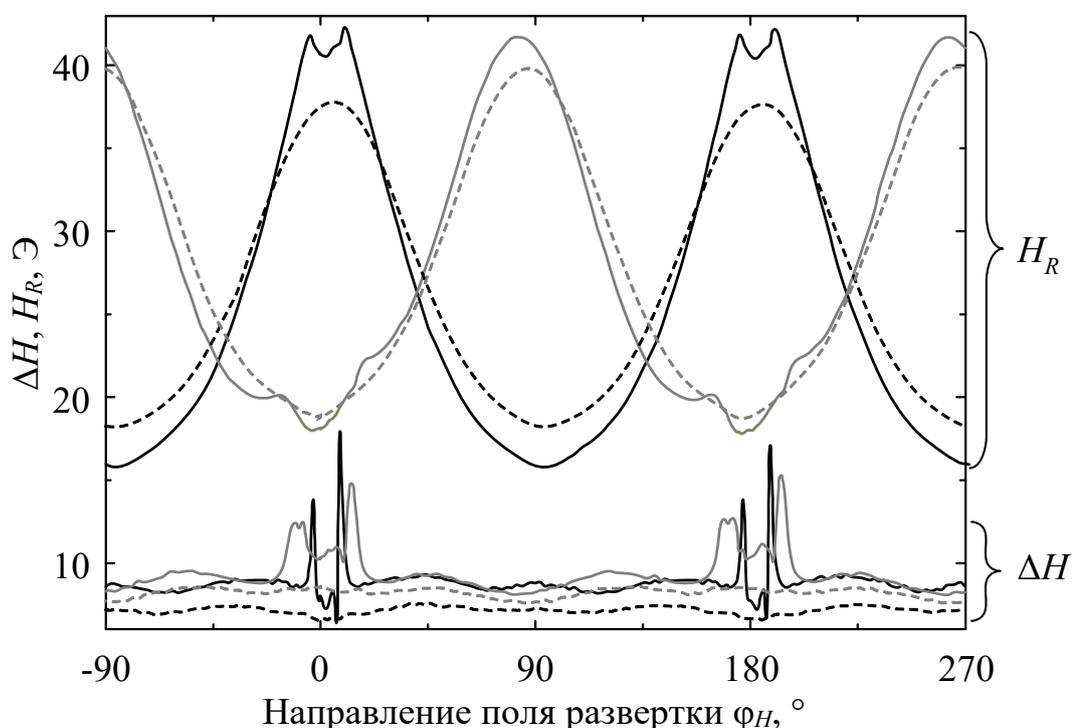


Рисунок 3.4. Зависимости резонансного поля H_R и ширины линии ФМР ΔH от угла направления магнитного поля развертки φ_H (при $\varphi_H = 0^\circ$ внешнее поле ортогонально рискам). Сплошные линии – характеристики участка пленки с текстурой, штриховые линии – характеристики гладкой области. Черные линии – параметры первого образца (ОЛН параллельна рискам), серые линии – параметры второго образца (ОЛН ортогональна рискам).

Важно отметить, что значение резонансного поля для текстурированного участка достигает своего максимума не строго вдоль трудной оси, а при некотором отклонении от нее влево и вправо примерно на 7° . В то же время при отклонении внешнего поля от

ОТН примерно на $\pm 5^\circ$ наблюдается резкий рост ширины линии ФМР более чем в 2 раза. При этом у второго образца (ОЛН ортогональна рискам) наблюдается схожее поведение: при небольшом отклонении поля развертки от направления, ортогонального рискам, формируются локальные максимумы H_R , сопровождаемые значительным уширением линии ФМР.

Измерения, проведенные на участках пленки с различным периодом текстуры a_0 показали, что с увеличением a_0 связанные с неоднородностями эффекты ослабевают, и при периоде текстуры подложки более 80 мкм магнитные свойства образцов практически не отличаются от свойств аналогичных пленок, осажденных на гладкие подложки. Это видно из рисунка 3.5, где показаны зависимости максимального резонансного поля и максимальной ширины линии ФМР от a_0 , измеренные для первого образца.

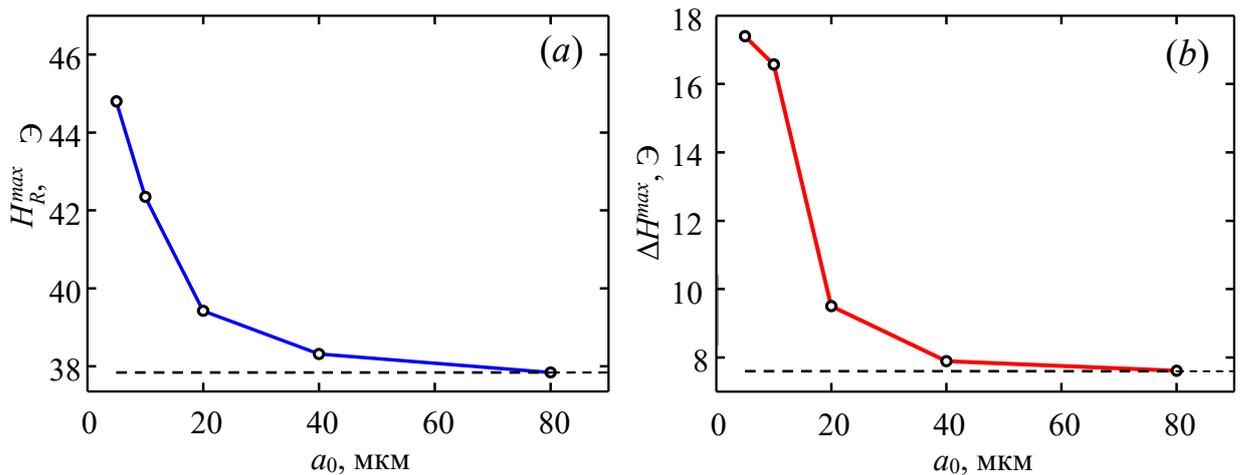


Рисунок 3.5. Зависимости максимального резонансного поля H_R^{max} (a) и ширины линии ФМР ΔH^{max} (b) от периода текстуры a_0 . Штриховая линия показывает характеристики гладкого участка пленки.

Интересно также отметить, что найденные из угловых зависимостей резонансного поля величины поля одноосной анизотропии растут с уменьшением периода текстуры, от 9.7 Э для гладкого участка пленки до 13.4 Э для области с $a_0 = 5$ мкм (первый образец), и вид этой зависимости примерно повторяет зависимость $H_R^{max}(a_0)$. При этом возникает некоторый соблазн трактовать данные результаты как рост индуцированной текстурой магнитной анизотропии, обусловленной либо диполь-дипольным взаимодействием, либо неоднородными напряжениями (см. главу 1). Однако следует

помнить, что в используемой для определения магнитных параметров теоретической модели тонкой пленки предполагается параллельная ориентация магнитных моментов (однодоменное состояние) и однородное колебание намагниченности (однородный ФМР). Как будет подробно показано далее, для рассматриваемых образцов с текстурированными подложками данное приближение не выполняется. Поэтому различие в величинах поля анизотропии участков с разными a_0 может быть связано с ошибкой определения параметров из-за более сложного режима колебаний намагниченности, чем это принято в модели.

3.3 Микромагнитное моделирование

Для объяснения природы наблюдаемых эффектов был выполнен расчет нормальных магнитных мод колебания намагниченности и спектра высокочастотного поглощения исследуемых объектов, с помощью программы численного микромагнитного моделирования «MultiLayers 2» [122,125]. (Теоретические методы, на которых она основана, кратко рассмотрены во второй главе). Для описания тонкой магнитной пленки с текстурой, мы использовали упрощенную модель пленки, представляющую собой пластину толщиной $d = 50$ нм с периодически повторяющимися вдоль оси Ox «ступеньками» шириной $w = 2$ мкм и высотой $h = 7.7$ нм (рисунок 3.6). Период неоднородностей a_0 соответствовал эксперименту и составлял 10 мкм. При описании пленок на подложке без текстуры – «ступеньки» отсутствовали. Очевидно, что конфигурации модели пленки со ступеньками, выступающими «вверх» или «вниз», с учетом симметрии рассматриваемой задачи, полностью эквивалентны.

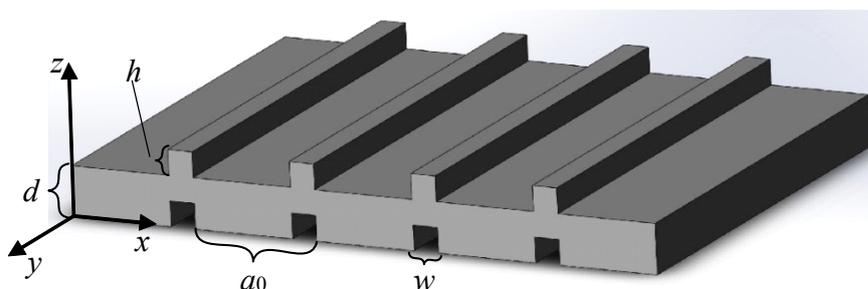


Рисунок 3.6. Модель тонкой пленки пермаллоя, используемая в микромагнитном моделировании.

Необходимо отметить, что для устранения краевых эффектов, связанных с неоднородностью внутреннего магнитного поля в образцах конечных размеров, мы использовали двумерные периодические граничные условия для обменного и магнитостатического взаимодействия. Магнитные параметры пленок соответствовали экспериментальным значениям первого образца (ОЛН параллельна канавкам), измеренным для его гладкого (необработанного) участка: намагниченность насыщения $M_s = 1029$ Гс, константа обмена $A = 1.3 \times 10^{-6}$ эрг/см, поле одноосной анизотропии $H_k = 9.7$ Э. Параметры затухания для пленок с текстурой и без текстуры составили $\alpha = 6.3 \cdot 10^{-3}$ и $5.6 \cdot 10^{-3}$, соответственно.

На рисунке 3.7a представлено рассчитанное распределение x -компоненты размагничивающего поля H_x^{dem} вблизи краев канавки, когда внешнее планарное магнитное поле величиной 38 Э было направлено ортогонально канавкам. Видно, что наличие резких изломов на поверхностях пленки приводит к возникновению сильно неоднородных полей размагничивания, которые быстро спадают при удалении от краев канавки. Микромагнитное моделирование также показало, что для того, чтобы минимизировать магнитостатическую энергию, связанную с этими размагничивающими полями, магнитные моменты вблизи границ канавок отклоняются от направления внешнего поля на угол φ_M^x (рисунок 3.7b).

Анализ нормальных магнитных мод колебания намагниченности и спектров высокочастотного поглощения пленок с текстурой показал, что в относительно узком диапазоне углов вблизи оси трудного намагничивания спектр обогащается дополнительными резонансными пиками, что является причиной как роста величины резонансного поля, так и уширения линии ФМР. При этом, как показал численный эксперимент для рассматриваемой модели, наиболее интенсивно возбуждается только две моды: низкополевая (или высокочастотная) и высокополевая (низкочастотная). Так на рисунке 3.8a показаны интегральные спектры поглощения для трех значений направления внешнего поля $\varphi_H = 0^\circ$, 2° и 4° . Видно, что с увеличением φ_H высокополевой пик быстро приближается к низкополевому пику, увеличиваясь при этом по амплитуде. При значениях угла внешнего поля $\varphi_H \geq 2^\circ$ резонансные кривые поглощения двух пиков накладываются друг на друга, что и приводит к сложной зависимости H_R и ΔH от угла φ_H .

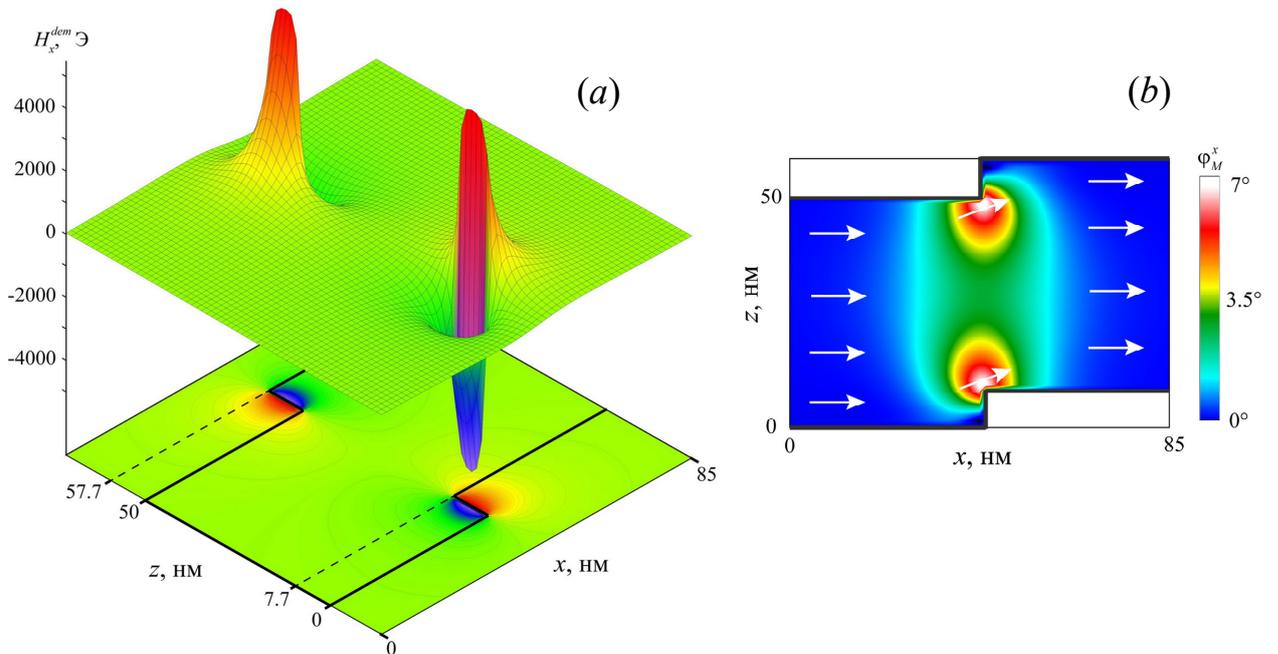


Рисунок 3.7. Распределение x -компоненты размагничивающего поля H_x^{dem} (a) и равновесная конфигурация намагниченности (b), рассчитанные вблизи края канавки.

На рисунке 3.8b показаны рассчитанные графики распределения амплитуды колебаний намагниченности для низкополевой и высокополевой мод, для направления внешнего поля $\varphi_H = 0^\circ$. Видно, что низкополевая мода возбуждается на ровных участках пленки, то есть на ее поверхности и на «дне» канавок, достигая максимума в областях пленки, расположенных примерно посередине между канавками. В тоже время, высокополевая мода возбуждается только в непосредственной близости от краев канавок. При этом максимальное значение амплитуды высокополевой моды почти в два раза больше максимума низкополевой моды.

Для детального анализа наблюдаемых резонансных пиков в ТМП на подложке с текстурой, в численном эксперименте константа затухания была уменьшена в 10 раз и составила $\alpha = 6.3 \cdot 10^{-4}$. Это привело к 10-кратному уменьшению ширины линии ФМР и, как следствие, к визуализации пиков поглощения возбуждаемых мод. На рисунке 3.9 показаны полученные угловые зависимости резонансного поля H_R и амплитуды поглощения E_R для высокополевой (круглые маркеры) и низкополевой (треугольные маркеры) возбуждаемых мод. Кроме того, штриховыми линиями на рисунке 3.8 показаны зависимости $H_R(\varphi_H)$ и $E_R(\varphi_H)$, полученные из интегральных спектров поглощения для реального затухания $\alpha = 6.3 \cdot 10^{-3}$.

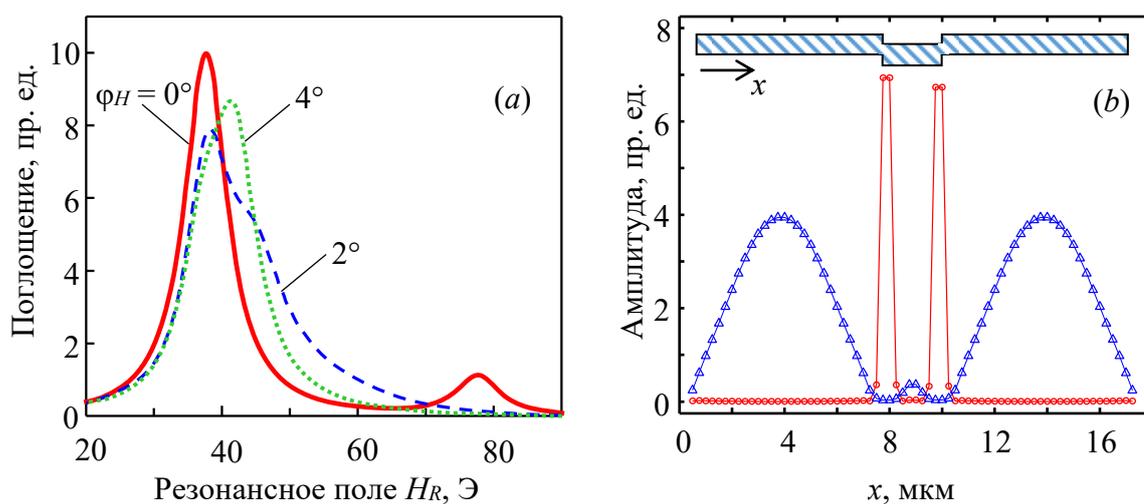


Рисунок 3.8. (а) Результаты численного моделирования спектров высокочастотного поглощения тонких магнитных пленок на подложке с текстурой для трех значений направления внешнего магнитного поля $\varphi_H = 0^\circ, 2^\circ$ и 4° . (б) Рассчитанные распределения амплитуды колебаний намагниченности для низкополевой (треугольники) и высокополевой (кружки) мод.

Из рисунка 3.9 видно, что резонансное поле высокополевой моды резко уменьшается, а амплитуда резонансного поглощения сильно растет при относительно небольшом отклонении внешнего поля от направления трудной оси, ортогонального к направлению рисок. В то же время резонансное поле низкополевой моды монотонно убывает с ростом угла φ_H , при этом амплитуда резонансного поглощения быстро падает и при $\varphi_H > 6^\circ$ становится практически близкой к нулю. При значении $\varphi_H = 2^\circ$, когда амплитуды двух резонансных пиков соизмеримы, а их резонансные поля близки друг другу, в эксперименте наблюдается сильное уширение линии ФМР. В то же время, когда $\varphi_H = 4^\circ$ амплитуда поглощения высокополевой моды более чем в 2 раза превышает амплитуду поглощения низкополевой, а резонансное поле суммы двух спектров достигает своего максимального значения.

На рисунке 3.10 круглыми маркерами представлены результаты расчета угловых зависимостей $H_R(\varphi_H)$ и $\Delta H(\varphi_H)$ для модели пленки со «ступеньками», а треугольными маркерами – для гладкого образца. На рисунке для сравнения линиями также показаны экспериментальные зависимости, измеренные для участка с $a_0 = 10$ мкм первого образца. Видно, что результаты численного моделирования довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Небольшое отличие теории и эксперимента, наблюдаемое на рисунке 3.10 для текстурованного образца, очевидно, связано с более сложной формой профиля поперечного сечения периодических

неоднородностей пленки, чем было принято в численной модели. Отметим, что штриховая линия $H_R(\varphi_H)$ показанная на рисунке 3.9а, соответствует угловой зависимости резонансного поля, представленной на рисунке 3.10 круглыми маркерами.

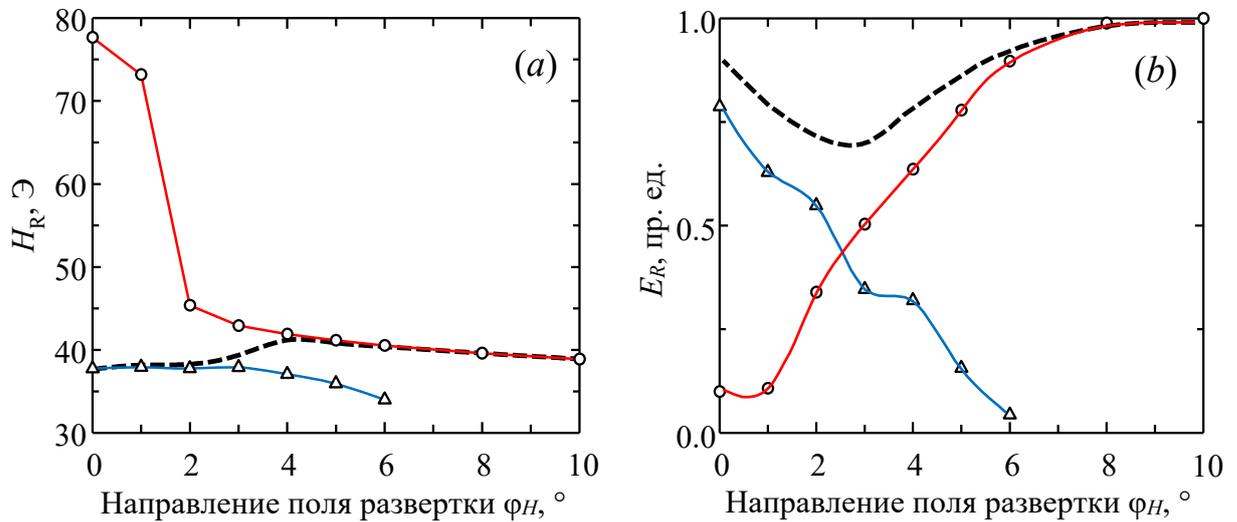


Рисунок 3.9. Рассчитанные угловые зависимости резонансного поля H_R (а) и амплитуды поглощения E_R (b) для низкополевого (треугольные) и высокополевого (круглые маркеры) резонансных пиков, а также для их суммарного спектра (сплошная линия).

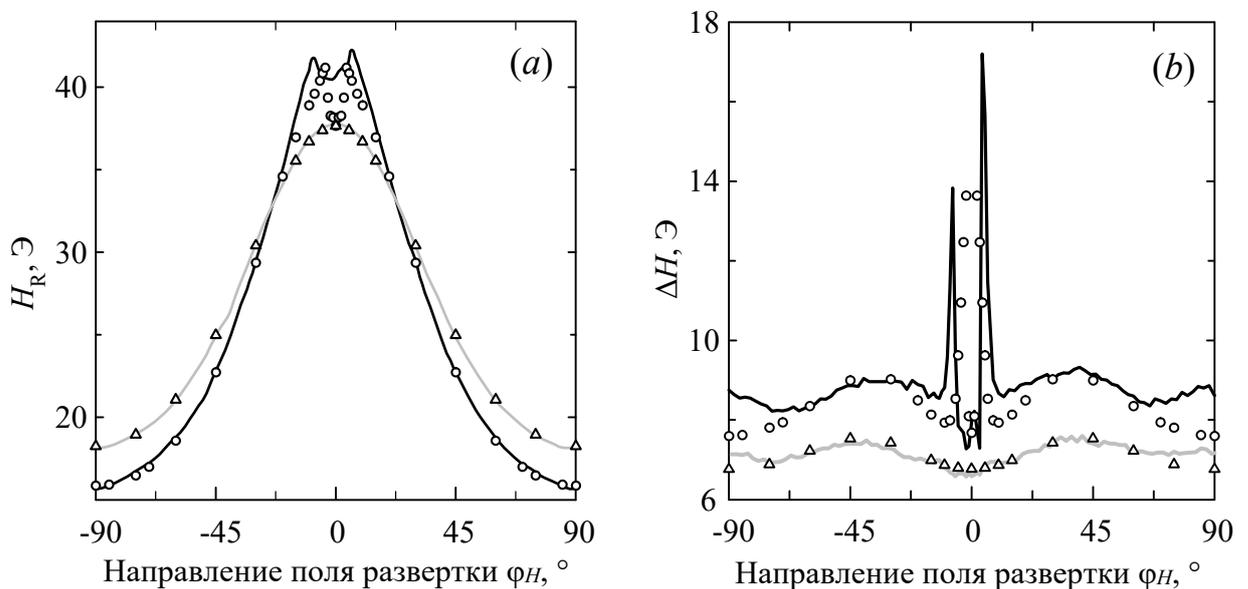


Рисунок 3.10. Зависимости резонансного поля H_R (а) и ширины линии ФМР ΔH (b) от угла направления магнитного поля развертки φ_H . Линии – эксперимент, маркеры – микромагнитное моделирование. Круглые маркеры и черные линии – характеристики участка пленки с текстурой ($a_0 = 10$ мкм), треугольники и серые линии – характеристики гладкого участка пленки.

Таким образом, экспериментально наблюдаемые особенности в угловых зависимостях резонансного поля и ширины линии ФМР пленок, осажденных на текстурированные подложки, связаны с возбуждением дополнительных нормальных мод колебания намагниченности. Наличие микрорельефа на поверхности пленки приводит к возникновению неоднородных внутренних магнитных полей, обусловленных полями рассеяния. Эти поля создают условия для возбуждения различных типов колебаний намагниченности всего образца, а наблюдаемые расширение и сдвиг резонансной кривой объясняются распределением собственных частот этих колебаний. Вместе с тем, уширение линии ФМР в этом случае можно также рассматривать в рамках теории процессов релаксации намагниченности. Следующая часть главы посвящена более подробному обсуждению этого вопроса.

3.4 Анализ свойств тонкой магнитной пленки с периодически модулированной поверхностью на основе теории двухмагнонных процессов релаксации

Процессы рассеяния энергии колебания намагниченности, связанные с наличием пространственных неоднородностей в образце, можно описать с помощью нескольких подходов. С феноменологической (классической) точки зрения, присутствие неоднородностей в ферромагнитном образце является причиной существования различных условий возбуждения магнитных колебаний в разных точках образца. При этом наличие сильной связи между магнитными моментами (обменной и диполь-дипольной) приводит к тому, что колебания в этих точках нельзя рассматривать как независимые, а следует говорить о собственных типах колебаний всего неоднородного образца [43]. Фактически, проведенный выше микромагнитный анализ является численным решением этой задачи. При этом данную задачу можно также трактовать на языке связанных колебаний. Собственные колебания намагниченности образца *без* неоднородностей связываются за счет возмущающего воздействия от неоднородностей. Это вызывает передачу энергии от одного типа колебания к другим, то есть ее диссипации, что можно рассматривать как дополнительный релаксационный процесс.

Однако этот же процесс релаксации может быть описан с помощью корпускулярного (квантового) рассмотрения колебаний намагниченности. Как известно, «квантом» магнитных колебаний является магнон – квазичастица, импульс которой

пропорционален волновому вектору, а энергия – частоте магнитной волны (коэффициент пропорциональности – постоянная Планка). Тогда диссипация энергии магнитных колебаний в образце с несовершенствами может трактоваться как рассеяние магнонов на неоднородностях. При этом наиболее вероятными являются процессы с участием наименьшего числа частиц, в данном случае, это двухмагнонные процессы. Переход от континуального к корпускулярному рассмотрению позволяет использовать для решения задачи спин-спиновой несобственной релаксации квантово-механическую теорию возмущений. Для этого можно использовать гейзенберговскую модель, в предположении, что возмущения, обусловленные неоднородностями, можно описать некоторым эффективным магнитным полем, так что энергия возмущения будет трактоваться как зеемановская энергия спинов в этом поле [43].

С помощью такого подхода уже в 1960х годах удалось объяснить экспериментально наблюдаемую зависимость ширины линии ФМР образцов от наличия различных неоднородностей [44,48,141], в том числе шероховатости поверхности, вариации полей анизотропии в поликристаллах, наличия пор и так далее. Недавно, П. Ландерос и Д. Миллс развили [142] теорию двухмагнонных процессов для частного случая ферромагнитной тонкой пленки, на поверхности которой сформированы периодические неоднородности (полоски или канавки). Рассмотрим кратко основные выводы теории, в приложении к исследуемым в данной главе образцам. При этом мы использовали следующие параметры модели пленки: ее толщина $d = 50$ нм, ширина канавок $w = 2$ мкм, и их высота $h = 3.8$ нм. Отметим, что это значение h в два раза меньше величины, используемой ранее в микромагнитном моделировании. Пояснение в пользу выбора такой величины для данного параметра будет дано ниже. Период неоднородностей (текстуры) a_0 варьировался от 10 мкм до 100 мкм. Магнитные параметры пленок соответствовали экспериментальным значениям, измеренным для гладкого (необработанного) участка образца, и используемым ранее в микромагнитном моделировании: намагниченность насыщения $M_s = 1029$ Гс, константа обмена $A = 1.3 \times 10^{-6}$ эрг/см, поле одноосной анизотропии $H_k = 10$ Э, параметр затухания 0.0056.

Для тонкой ферромагнитной ровной пленки с одноосной анизотропией H_k и намагниченностью насыщения M_s , дисперсионное отношение (зависимость частоты спиновой волны ω , распространяющейся в плоскости пленки, от волнового вектора \mathbf{k}) может быть записано в виде [143]:

$$\begin{aligned} \omega^2(\mathbf{k}) = & \gamma^2(H_0 - H_k)(H_0 - H_k + 4\pi M_s) \\ & - 2\pi M_s k d \gamma^2 (H_0 - H_k - [H_0 - H_k + 4\pi M_s] \sin^2 \phi_k) \\ & + 2Dk^2 \gamma^2 (H_0 - H_k + 2\pi M_s), \end{aligned} \quad (3.1)$$

где H_0 – внешнее плоскостное магнитное поле, направленное вдоль трудной оси, $D = 2A/M_s$ – обменная жесткость, d – толщина пленки, ϕ_k – угол между основной (постоянной) компонентой намагниченности \mathbf{M} и волновым вектором. Здесь также предполагается, что \mathbf{M} параллельна внешнему полю. В этом выражении первый член является квадратом частоты ферромагнитного резонанса ω_{FMR} (моды с $\mathbf{k} = 0$), второй член обусловлен дипольным взаимодействием между магнитными моментами, и последний член является вкладом от обменного взаимодействия.

Следует заметить, что связанный с дипольной энергией отрицательный член линейный по k , в то время как положительный обменный член квадратичный по k . Как отмечают в своей работе [143] Р. Ариас и Д. Миллс, это приводит к тому, что на дисперсионной кривой может существовать отрицательный наклон – условие, необходимое для вырождения однородной моды ФМР со спиновыми волнами.

На рисунке 3.11а показана картина дисперсии, рассчитанная согласно выражению (3.1) для однородной тонкой пленки пермаллоя, с указанными ранее параметрами, и $\phi_k = 0^\circ$. Дипольное взаимодействие между спинами сначала ведет к отрицательному склону на дисперсионной кривой. С увеличением волнового вектора, обмен начинает доминировать над дипольным вкладом, что приводит к возникновению минимума в законе дисперсии.

Для того, чтобы энергия возбужденной однородной ФМР моды с $\mathbf{k} = 0$ могла «перетечь» в вырожденные с ней спиновые волны, необходимо наличие рассеивающего потенциала, который «включает» этот процесс. В роли такого потенциала может выступать дипольное поле рассеяния, возникающее на неоднородностях поверхности пленки. Тогда, для исследуемого образца этот потенциал имеет периодичность a_0 в реальном пространстве, и его вектор обратной решетки $g_0 = 2\pi/a_0$. Величины mg_0 ($m > 0$), кратные g_0 , показаны на рисунке 3.11а штриховыми линиями. При этом величины внешних полей при расчете дисперсионного отношения (3.1) были выбраны таким образом, чтобы \mathbf{k} вырожденных с ФМР модой спиновых волн и mg_0 совпали. Если такое условие выполняется, двухмагннное рассеяние может осуществляться наиболее

эффективно, тогда как для других значений внешнего поля волновые вектора \mathbf{k} не совпадут с периодичностью рассеивающего потенциала, и поэтому не дадут существенного вклада в релаксацию [13].

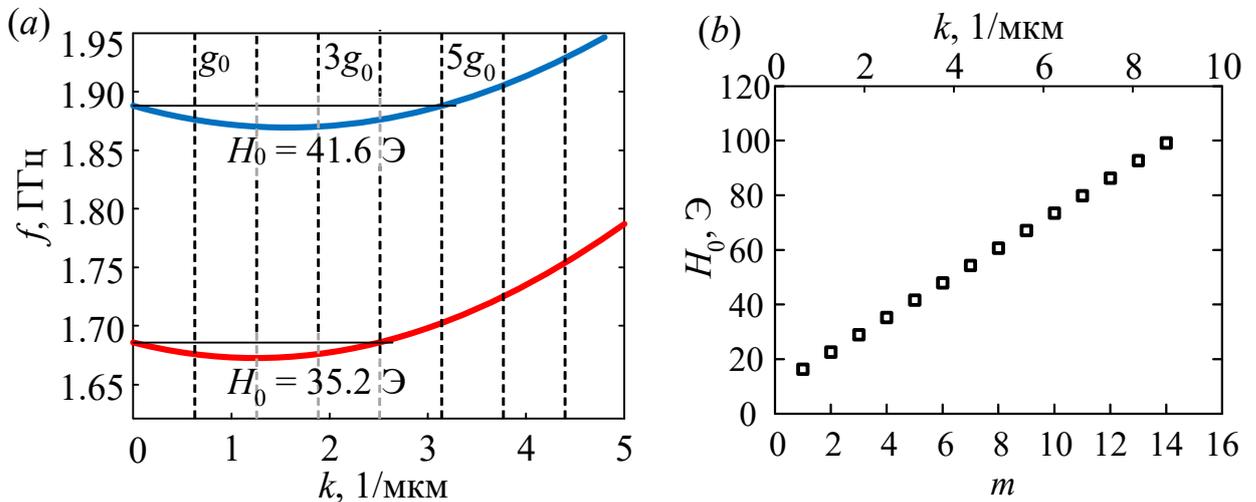


Рисунок 3.11. (а) Дисперсия спиновых волн, возбуждаемых в гладкой пленке, для двух значений внешнего поля H_0 , $f = \omega/2\pi$. Штриховые линии показывают значения k , кратные $g_0 = 2\pi/a_0$, $a_0 = 10 \text{ мкм}$. (б) Найденные из условия $\omega(k) = \omega_{\text{FMR}}$ внешние поля H_0 , как функция $k = mg_0$ ($m = 1, 2, 3, \dots$).

Таким образом, при увеличении частоты внешнего поля накачки, ширина линии ФМР, пропорциональная величине релаксации, должна иметь максимумы, когда условия возбуждения ФМР одновременно удовлетворяют условиям наиболее эффективной передачи энергии от однородной моды в вырожденную с ней спиновую волну ($k = mg_0$). Такие эффекты действительно недавно наблюдались в экспериментах по исследованию СВЧ свойств тонких пленок с периодически модулированной поверхностью, где a_0 была порядка сотен нанометров [5,13,144]. Однако следует заметить, что при увеличении периода модуляции соответственно уменьшается g_0 , и поэтому «разрыв» между величинами внешнего постоянного поля, удовлетворяющим условию вырождения, сокращается. Так, в качестве примера, на рисунке 3.11b построена зависимость полей $H_0(k = mg_0)$, при которых может наблюдаться двухмагنونная релаксация ($\omega(k = mg_0) = \omega_{\text{FMR}}$) для пленки с $a_0 = 10 \text{ мкм}$. Видно, что интервал между соседними полями, при которых $k = mg_0$, составляет всего около 10 Э, что эквивалентно разнице в частотах $\sim 300 \text{ МГц}$. Поэтому можно ожидать, что на зависимости величины ширины линии ФМР от частоты для пленок с большим периодом

модуляции не будут наблюдаться отдельные выраженные максимумы, поскольку они будут расположены так близко, что сольются в сплошной спектр. Этому также будут способствовать другие релаксационные процессы и несовершенства периодической структуры, которые приводят, как показано в работе [13], к «размазыванию» пика ширины линии ФМР на частотной зависимости.

П. Ландерос и Д. Миллс с помощью теории возмущений получили аналитическое выражение [10,142], описывающее поглощение энергии внешнего высокочастотного поля, обусловленное двухмагнетонными процессами релаксации, для тонкой магнитной пленки с периодическими прямоугольными канавками на ее поверхности.

На рисунке 3.12а представлены рассчитанные по формулам (13) и (14) из работы [10] спектры поглощения, для пленки пермаллоя с различным a_0 ($f = \omega/2\pi = 1684$ МГц, внешнее постоянное поле ортогонально канавкам). Видно, что для расстояния между канавками (периода) 10 мкм наблюдается разделение кривой поглощения на два пика, что приводит к значительному уширению суммарной линии поглощения. По мере увеличения a_0 это разделение ослабевает, и для $a_0 = 100$ мкм пик поглощения приближается к пику однородного ФМР. На рисунке 3.12b также построены зависимости ширины линии ФМР ΔH и резонансного поля H_R от периода канавок.

Полученные результаты демонстрируют качественное согласие с экспериментальными данными и результатами микромагнитного расчета. Однако, по сравнению с данными микромагнитного анализа, на рисунке 3.12а наблюдается меньшее разделение между пиками поглощения (для $a_0 = 10$ мкм), что приводит к более сильному уширению интегральной линии ФМР.

Наблюдаемые расхождения могут объясняться несколькими причинами. В работе [142] П. Ландероса и Д. Миллса предполагалось, что намагниченность (ее статическая компонента) всегда параллельна внешнему магнитному полю, и лежит в плоскости пленки. Это приближение хорошо выполняется для сильных внешних полей и малых возмущений поверхности пленки. Однако в нашем случае пленки исследовались при относительно невысоких частотах, и резонансные поля были всего около 30-40 Э. Поэтому вблизи краев канавок намагниченность отклонялась от внешнего поля (см. рисунок 3.7b). Это, в свою очередь, приводит к тому, что размагничивающие поля в данном случае будут слабее полей, возникающих в пленках с ориентированной ортогонально канавкам однородной намагниченностью. Поэтому при расчете СВЧ-

поглощения на основе теории двухмагнонных процессов мы использовали высоту ступенек h примерно в два раза меньшую, чем было принято в микромагнитном моделировании. Для такой величины h результаты вычислений с помощью теории Ландероса и Миллса лучше всего согласовывались с данными эксперимента и микромагнитного моделирования.

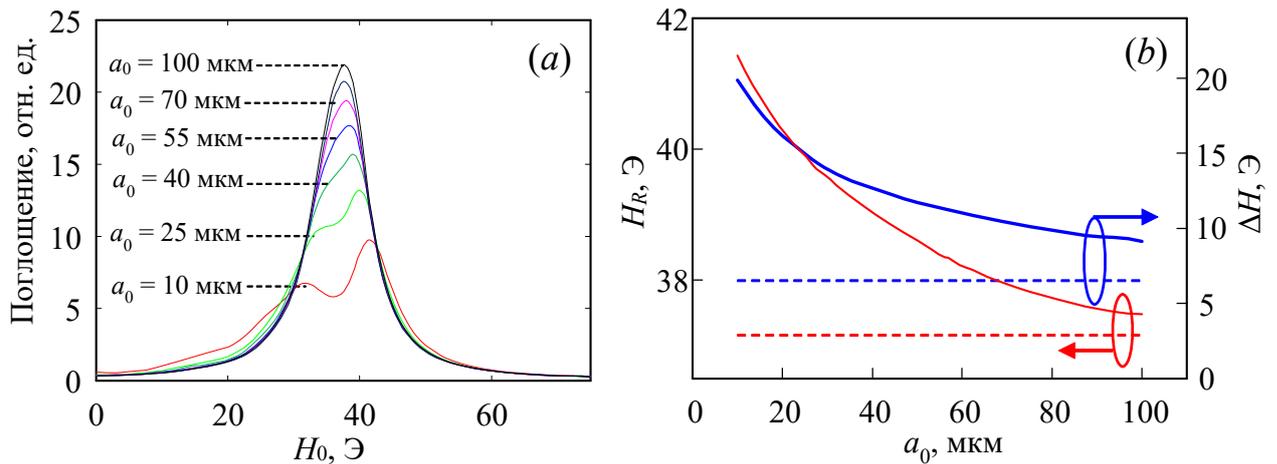


Рисунок 3.12. Рассчитанные по теории двухмагнонных процессов релаксации намагниченности в тонкой пленке с периодическими полосками на поверхности спектры поглощения (a), и (b) – зависимости резонансного поля H_R и ширины линии ФМР ΔH от периода полосок a_0 (сплошные линии), штриховые линии – параметры гладкой пленки ($h = 0$ нм).

Важно отметить, что в работе [142] рассматривалась пленка с периодически повторяющимися полосками только на внешней поверхности пленки. Однако у исследуемой в данной работе пленки периодически модулированы обе плоскости – внешняя и граничащая с подложкой. Очевидно, что это приводит к более сложному распределению внутренних эффективных магнитных полей (см. рисунок 3.7a), в сравнении с пленкой, у которой неоднородности сформированы только на одной плоскости, что, в свою очередь, может объяснить наблюдаемые различия между результатами микромагнитного анализа и расчетами по теории двухмагнонных процессов. Наконец, интересно также заметить, что угловая зависимость ширины линии ФМР в теории П. Ландероса и Д. Миллса пропорциональна $\cos^4 \varphi_H$ (φ_H – угол направления поля развертки), и имеет максимум, когда намагниченность ортогональна полоскам, сформированным на поверхности пленки [142]. В тоже время, в нашем эксперименте, как и в работе [51] (см. рисунок 1.2 в первой главе), максимум ширины

линии ФМР наблюдается при некотором отклонении \mathbf{M} от направления, ортогонального к канавкам.

3.5 Выводы

Таким образом, изучено влияние искусственной текстуры (системы параллельных канавок), сформированной на поверхности стеклянных подложек алмазным резцом, на магнитные характеристики осажденных на эти подложки тонких (50 нм) пленок пермаллоя. Результаты экспериментальных измерений показали, что текстура на подложке с периодом 5 – 80 мкм слабо влияет на магнитную анизотропию образцов (отклонение от средней величины поля анизотропии 11.2 Э не более чем на ± 2 Э), но приводит к возникновению особенностей в угловых зависимостях резонансного поля и ширины линии ФМР: при небольшом отклонении ($\sim 5^\circ$) внешнего поля от направления, ортогонального канавкам, наблюдаются максимумы поля резонанса, а также резкий рост (около 2 раз) ширины линии ФМР.

Микромагнитный анализ численной модели тонкой пленки с периодическими канавками на поверхностях показал, что наблюдаемые эффекты связаны с возбуждением двух наиболее интенсивных (высокочастотной и низкочастотной) нормальных мод колебания намагниченности. Наличие микрорельефа на поверхности пленки приводит к возникновению неоднородных магнитных полей рассеяния. Эти поля создают условия для возбуждения различных типов колебаний намагниченности в образце, которые ведут себя по-разному при изменении поля развертки, а наблюдаемые расширение и сдвиг интегральной резонансной кривой объясняются распределением собственных частот этих колебаний.

В тоже время, уширение линии ФМР в этом случае можно также рассматривать в рамках теории диссипации энергии магнитных колебаний, обусловленной пространственными неоднородностями. Выполненные расчеты спектра поглощения на основе теории двухмагнетонных процессов релаксации, недавно разработанной Миллсом и Ландеросом для случая тонкой пленки с периодическими полосками на поверхности, показали качественное согласие с результатами эксперимента и микромагнитного моделирования.

Глава 4 Моделирование процессов роста тонких наклонно-осажденных пленок. Микромагнитный и микроструктурный анализ их свойств

Четвертая глава диссертации посвящена исследованию связи между магнитными и микроструктурными характеристиками наклонно-осажденных магнитных пленок с помощью методов численного моделирования [145-147]. В первой части приводятся результаты экспериментальных исследований косо-осажденных пленок пермаллоя. Во второй части описывается метод моделирования процессов осаждения тонкопленочных структур. В третьей части приводятся результаты анализа морфологии полученных моделированием пленок. Показано, что в пленках формируется столбчатая микроструктура, при этом с ростом угла осаждения возникает и монотонно растет анизотропия формы поперечного сечения столбцов, а также растет анизотропия распределения столбцов в плоскости подложки. В четвертой части главы проведен микромагнитный анализ полученных моделированием осаждения структур. Приводятся результаты расчета зависимости одноосной магнитной анизотропии пленок от угла осаждения. Показано, что с помощью модифицированной модели Нетзельмана возможно определение некоторых структурных характеристик наклонно-осажденных пленок из их интегральных магнитных параметров. Проведены численные исследования процессов перемагничивания наклонно-осажденных пленок. Построены петли гистерезиса, а также зависимости коэрцитивной силы и остаточной намагниченности от угла осаждения.

4.1 Экспериментальное исследование тонких наклонно-осажденных пленок пермаллоя

Прежде чем переходить к моделированию структурных и магнитных свойств тонких наклонно-осажденных магнитных пленок, рассмотрим данные экспериментальных исследований пленок пермаллоя, с которыми в дальнейшем будут сравниваться результаты численного моделирования.

Тонкопленочные образцы изготавливались термическим осаждением пермаллоя исходного состава в весовых процентах $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ на полированные стеклянные неподогретые подложки, установленные под различными углами к молекулярному лучу

(рисунок 4.1*a*). Скорость осаждения составляла около 1 нм/с, а базовое давление в вакуумной камере было ниже 10^{-6} торр. При этом необходимо учитывать, что при наклонном осаждении эффективная площадь подложки, доступная для паров металла, уменьшается с ростом угла осаждения, но в тоже время, с ростом угла напыления увеличивается пористость образцов. Поэтому толщина изготавливаемых пленок сложным образом зависит от угла осаждения [60]. Чтобы она оставалась приблизительно постоянной, время напыления менялось в зависимости от наклона подложек. Напыление образцов производилось во внешнем планарном магнитном поле, направленном ортогонально плоскости осаждения. Из-за технологических ограничений, максимальный угол напыления относительно нормали пленки α составлял 75° .

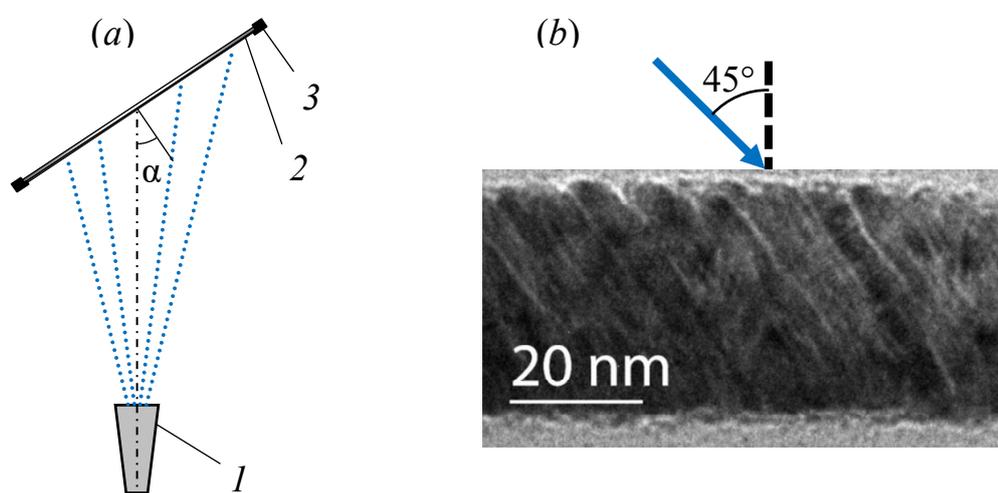


Рисунок 4.1. (а) Схема термического напыления магнитной пленки: 1 – тигель, 2 – подложка, наклоненная под углом α к молекулярному лучу, 3 – подложкодержатель. (б) Изображение поперечного среза пленки, осажденной под углом $\alpha = 45^\circ$, полученное просвечивающей электронной микроскопией.

В качестве примера, на рисунке 4.1*b* показано полученное просвечивающей электронной микроскопией изображение поперечного сечения пленки пермаллоя, осажденной под углом 45° . На нем отчетливо видна столбчатая микроструктура пленки. Диаметр отдельных столбцов составляет 3.5–6 нм, при этом они наклонены по направлению к молекулярному лучу, с углом наклона относительно нормали к плоскости пленки около 33° . Электронная микроскопия также показала, что образец имеет поликристаллическую структуру, с размерами кристаллитов около 4 нм, а его состав оказался равным $\text{Ni}_{80.6}\text{Fe}_{19.4}$. При этом толщина образца составила 37 нм.

Магнитные характеристики пленок анализировались с помощью спектрометра ферромагнитного резонанса. Измерения были выполнены на частоте 2.274 ГГц и 3.329 ГГц с локальных участков образцов диаметром ~ 1 мм. Величина и направление магнитной анизотропии определялись методом подгонки магнитных параметров феноменологической модели однодоменной тонкой пленки, для которых теоретические угловые зависимости резонансного поля с заданной точностью совпадали с экспериментальными зависимостями (см. главу 2).

На рисунке 4.2 светлыми кружками представлена магнитная анизотропия тонких пленок пермаллоя, полученных при различных углах осаждения. Тонкой линией показана ее аппроксимация полиномом пятой степени. Положительным значениям анизотропии соответствует легкая ось, лежащая ортогонально плоскости осаждения, а отрицательным – параллельно.

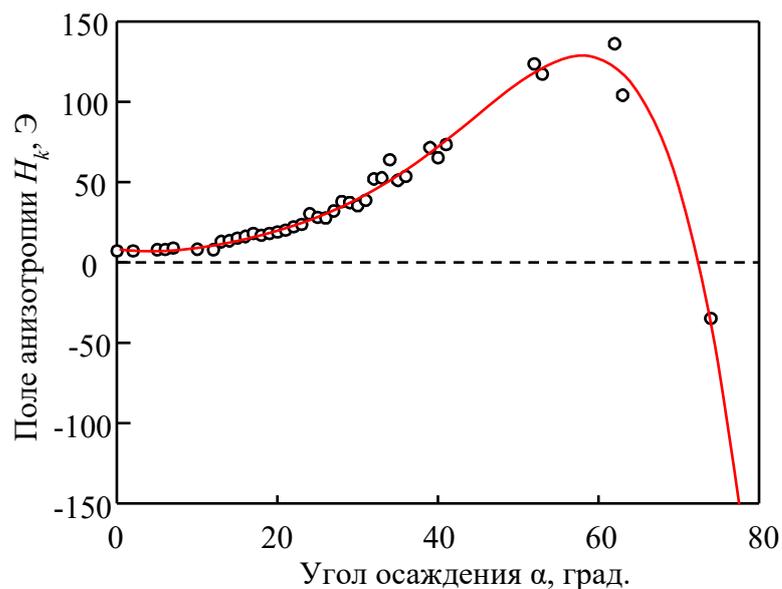


Рисунок 4.2. Зависимость поля одноосной анизотропии H_k от угла осаждения α . Круглые маркеры – результаты экспериментальных измерений, линия – их аппроксимация полиномом пятой степени.

Результаты измерений показывают, что по мере увеличения угла осаждения α одноосная анизотропия пленок растет, достигая максимума $H_k = 136$ Э для $\alpha = 62^\circ$. Однако при дальнейшем увеличении угла осаждения величина анизотропии резко уменьшается, а при $\alpha = 75^\circ$ и вовсе меняет направление на противоположное. Обнаруженные закономерности в поведении магнитной анизотропии образцов как функции угла осаждения воспроизводят хорошо известный факт переориентации

анизотропии в наклонно осажденных магнитных пленках (см. главу 1). Данное явление связывают с изменением симметрии микроструктурного строения пленок при увеличении угла осаждения. Мы подробно обсудим этот вопрос далее.

4.2 Моделирование процесса роста тонкой пленки

Для эффективного использования наклонно осажденных пленок в различных приложениях, как уже упоминалось ранее в главе 1, важно понимание физических механизмов, определяющих зависимости микроструктуры пленок от условий осаждения. Экспериментальное определение таких закономерностей является непростой задачей, поскольку методы микроскопии (электронной, атомно-силовой) позволяют получить только двумерную картину – с поверхности пленки или среза вдоль определенного направления. В тоже время, многие наклонно осажденные пленки обладают слабо упорядоченной внутренней микроструктурой, и исследование двумерной проекции трехмерного объекта, как это делается при изучении кристаллических образцов, может не дать достоверной информации о его морфологии. В последнее время для экспериментального исследования внутренней структуры образцов используются такие развитые методы как электронная томография с использованием сфокусированного ионного излучения [148] и малоугловое рентгеновское рассеяние при скользящем падении (GISAXS) [11,79]. Эти методы позволяют получить информацию именно о трехмерном внутреннем строении обладающих развитой морфологией нанообъектов. Однако данные подходы очень сложны, поэтому такие исследования ограничены небольшим количеством образцов.

Получить данные об объемном строении пленочных объектов позволяет численное моделирование их роста. На сегодняшний день наиболее точными являются методы молекулярной динамики, где конденсация частиц осуществляется вычислением их межатомных взаимодействий [149]. К сожалению, такие подходы требуют значительных вычислительных ресурсов, а поэтому возникают большие трудности «синтезировать» объекты достаточно больших размеров [150]. Альтернативой является моделирование процесса осаждения пленок методом Монте-Карло, использование которого позволяет моделировать даже на персональном компьютере рост сравнительно больших пленок [151,153]. Однако для получения объектов, обладающих структурами

близкими к структурам, наблюдаемым в эксперименте, необходимо тщательно подбирать начальные параметры модели.

В данной работе теоретическое исследование зависимости морфологии пленок от угла падения потока атомов проводилось с помощью моделирования процесса напыления методом Монте-Карло. На основе принципов, изложенных в работах М. Сузуки и Ю. Тага [93], а также Т. Сми и др. [154], в пакете MATLAB была построена модель роста тонких пленок. Как показано на рисунке 4.3, область моделирования является пространственной решеткой, состоящей из кубических ячеек, каждая из которых может быть занята осажденной частицей. Размер частицы (длина ребра кубической ячейки) обозначен как Δ . Необходимо заметить, что рассматриваемая модель осаждения, как отмечается в работах [93,154], не является атомистической. Отдельная кубическая частица представляет собой статистически усредненные траектории некоторого количества атомов. Поэтому физические размеры частицы были определены путем сопоставления ширины столбцов экспериментального образца (рисунок 4.1*b*) со структурой, полученной моделированием для такого же угла осаждения. Оказалось, что средний диаметр столбцов ~ 4.5 нм соответствует приблизительно 8 ячейкам. Таким образом, округлив в меньшую сторону, мы приняли, что $\Delta = 0.5$ нм.

Процесс осаждения состоит в следующем. Кубические частицы с произвольными плоскостными (x - y) начальными координатами последовательно отправляются по прямолинейной траектории под заданным углом α к заранее сгенерированной поверхности подложки (она покрыта одним слоем, полностью заполненным частицами). При этом начальная высота (координата z) каждой частицы устанавливается такой, чтобы быть только на несколько ячеек пространства моделирования больше, чем текущая максимальная высота пленки.

В реальном процессе напыления, перед столкновением с поверхностью пленки осаждающаяся частица отклоняется от прямолинейной траектории в результате межатомного взаимодействия (например, посредством сил Ван-дер-Ваальса) с поверхностными атомами [152,155]. Данный эффект в определенной степени может быть учтен в модели, если предположить, что осаждающаяся частица может с некоторой вероятностью присоединиться к поверхности пленки, даже в случае, когда между поверхностью и частицей имеются пустые ячейки. Мы использовали следующие два

условия, при которых частица прекращает движение и присоединяется к пленке: 1 – осаждающаяся частица со 100% вероятностью прекращает движение, если среди ближайших соседних ячеек (26 ячеек, окружающих данную частицу) есть хотя бы одна занятая; 2 – или, если среди следующих за ближайшими ячейками есть хотя бы одна занятая, осаждающаяся частица с 50% вероятностью присоединяется к занятой ячейке (если таких занятых ячеек несколько, то осаждающаяся частица может присоединиться к одной из них равновероятно).

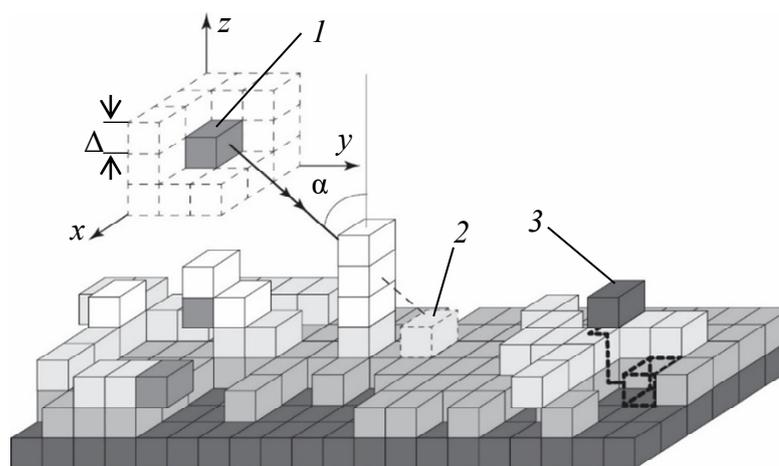


Рисунок 4.3. Схематическое изображение принципов моделирования процесса осаждения. 1 – кубическая частица движется к подложке под углом α относительно ее нормали. 2 – «затененная» область, недоступная для падающей частицы. 3 – только что осевшая частица диффундирует.

После присоединения частицы выполняется алгоритм, имитирующий ограниченную диффузию, соответствующую первой зоне структурной модели [63]. Алгоритм диффузии основан на модели случайного блуждания и состоит из следующих шагов. Среди ближайших соседних ячеек, окружающих только что осевшую частицу, ведется поиск вакансий (пустых ячеек). Частица перескакивает в одну из вакансий. Затем вокруг нового положения частицы опять проводится поиск пустых ячеек, и частица снова «перепрыгивает» в одну из них. Такие скачки повторяются S раз. Вероятность занятия вакансии частицей зависит от количества занятых ячеек, окружающих данную вакансию, поскольку энергия связи атома в реальной физической системе тем больше, чем больше количество его соседей. Как известно, поверхностная диффузия атомов описывается выражением, имеющим вид закона Аррениуса [151].

Тогда, вероятность $P_{i \rightarrow j}$ скачка частицы из i -той ячейки в j -тую ячейку можно выразить следующим образом [93]:

$$P_{i \rightarrow j} = \frac{\exp(\gamma N_j)}{\sum_{j_{total}} \exp(\gamma N_j)}, \quad (4.1)$$

где N_j – количество соседей, окружающих j -ю вакансию, γ – постоянная, пояснение физического смысла которой будет приведено ниже. Суммирование производится по всем вакансиям (j_{total}), окружающим i -ю ячейку, в которой находится диффундирующая частица. Отметим, что модель случайного блуждания является реализацией однородной цепи Маркова с дискретным временем. Важно так же заметить, что в модели осаждения использовались двумерные (x - y) периодические граничные условия.

С физической точки зрения, постоянную γ можно рассматривать как величину, пропорциональную отношению поверхностной энергии к энергии, обусловленной температурой пленки. Очевидно, что количество «скачков» S характеризует расстояние, на которое может переместиться частица перед тем, как она будет «погребена» под другими частицами. Это, в свою очередь, определяется большим количеством параметров осаждения, включая температуру образца, скорость осаждения, и так далее. В относительно простых моделях осаждения в методе Монте-Карло, данные параметры, как правило, не учитываются, поэтому обычно начальные параметры модели устанавливаются исходя из сравнения физических свойств полученных моделированием структур со свойствами экспериментальных пленок [93,151]. В данной работе мы подбирали параметры диффузии таким образом, чтобы рассчитанная магнитная анизотропия полученных моделированием структур была наиболее близка к измеренной анизотропии экспериментально полученных пленок пермаллоя, но, с другой стороны, и так, чтобы пористость полученных моделированием структур была близка к пористости пленок пермаллоя (Ni-Fe), изготовленных осаждением на неподогретые подложки [156]. В результате было установлено, что $S = 5$ и $\gamma = 0.45$.

4.3 Морфология полученных моделированием пленочных структур

Исследование особенностей внутреннего строения наклонно осажденных пленок проводилось на полученных моделированием структурах размерами

$256(x) \times 256(y) \times 80(z)$ Δ . Поскольку метод Монте-Карло основан на реализации стохастических процессов, нами для увеличения достоверности получаемых результатов для каждого угла падения частиц α было проведено по десять независимых осаждений пленок. Поэтому на графиках, представленных ниже, отображены усредненные по десяти осаждениям рассматриваемые величины, а планки погрешностей показывают полный диапазон этих величин.

Проанализируем, прежде всего, результаты расчета интегрального параметра пленок – плотности упаковки ρ_0 , зависимость которой от угла осаждения частиц α представлена на рисунке 4.4 сплошной линией.

Для исключения влияния поверхностных неоднородностей плотность вычислялась усреднением по толщине пленки в области $1 \Delta < z < 64 \Delta$. Видно, что с ростом α плотность уменьшается, однако до $\alpha \approx 45^\circ$ она изменяется слабо, а затем наблюдается ее резкое падение. Полученные результаты качественно согласуются с экспериментальными измерениями плотности пленок самых различных материалов, которые демонстрируют общую тенденцию увеличения пористости с ростом угла осаждения [60]. В качестве примера на рисунке 4.4 показаны результаты измерений удельной плотности пленок Ge [93]. Важно отметить, что в каждом конкретном случае ход кривой $\rho_0(\alpha)$ определяется не только конкретным осаждаемым веществом, но и зависит от условий напыления.

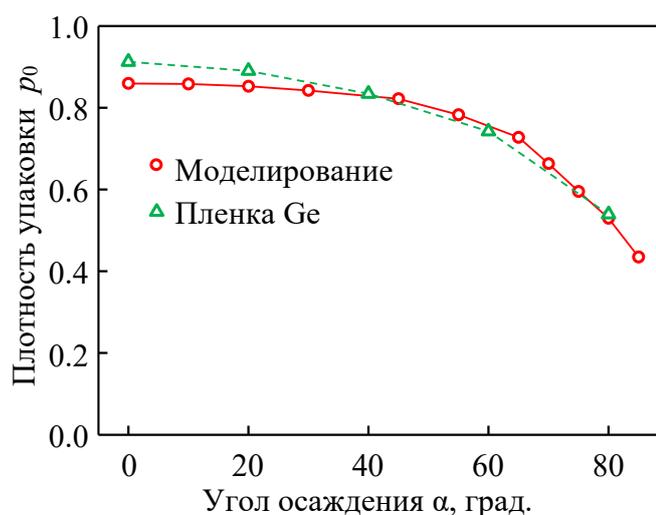


Рисунок 4.4. Зависимости плотности упаковки пленок ρ_0 от угла осаждения α . Круглые маркеры – результаты моделирования, треугольники – экспериментальные данные для пленки Ge [93].

Прояснить найденные зависимости плотности от угла осаждения помогают представленные на рисунках 4.5 и 4.6 изображения полученных моделированием структур. Из рисунков, показывающих поперечное сечение пленок вдоль плоскости z - y , параллельной плоскости падения частиц, видно, что благодаря косому осаждению и эффекту самозатенения формируется столбчатая микроструктура. По мере увеличения угла осаждения α расстояние между столбцами увеличивается и пористость пленки растет, а сами столбцы становятся более различимыми. Для больших («скользящих») углов осаждения пленка перестает быть непрерывной – в ней формируется островковая структура, состоящая из наклоненных столбцов, почти не связанных между собой.

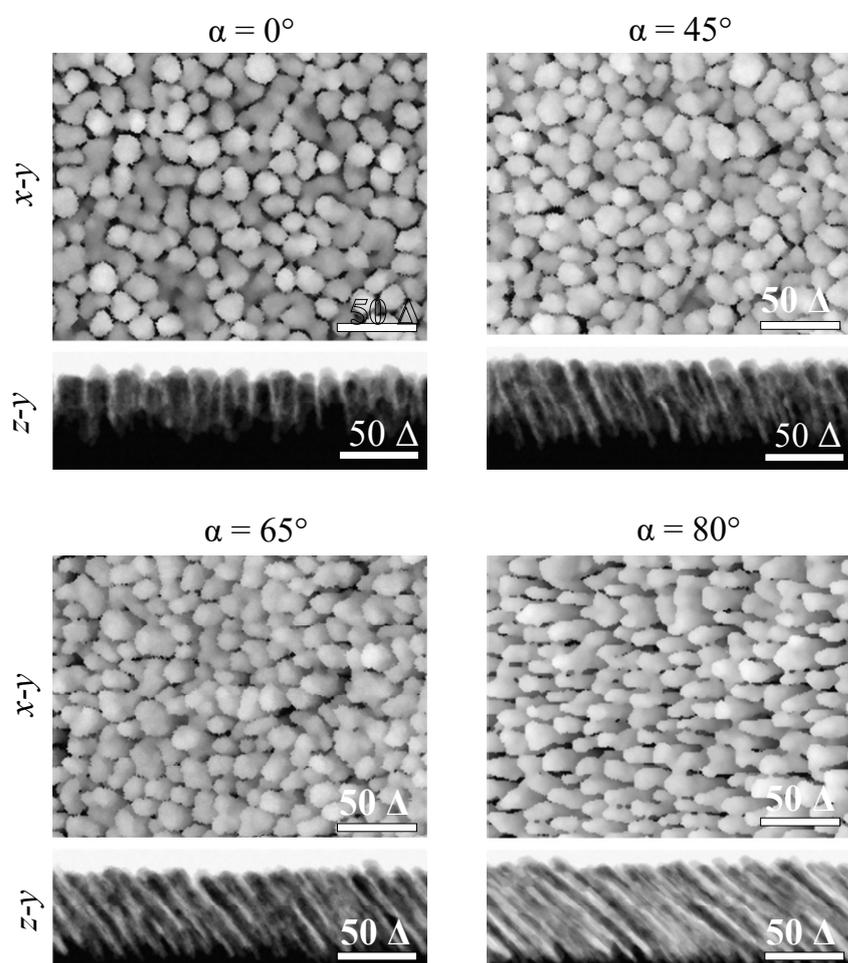


Рисунок 4.5. Поверхности (x - y) и поперечные срезы (z - y) пленок, полученных моделированием для различных углов осаждения α .

Для анализа характера распределения столбцов в плоскости пленки и оценки среднего расстояния между столбцами мы использовали быстрое преобразование Фурье (БПФ). Поскольку полученная моделированием структура представляет собой

трехмерную матрицу, состоящую из нулей и единиц (пустых или занятых частицами ячеек), любой срез в плоскости x - y является двумерной матрицей, состоящей из M столбцов и N строк. Тогда прямое дискретное двумерное преобразование Фурье имеет вид [157]:

$$F_{p,q} = \frac{1}{MN} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N f_{m,n} \exp \left[2\pi i \left(\frac{pm}{M} + \frac{qn}{N} \right) \right], \quad (4.2)$$

где функция $f_{m,n}$ равна нулю, если ячейка (m,n) не занята частицей и единице, если занята; p и q – пространственные частоты. Спектры вычислялись для каждого слоя пленки в плоскости x - y , а затем усреднялись.

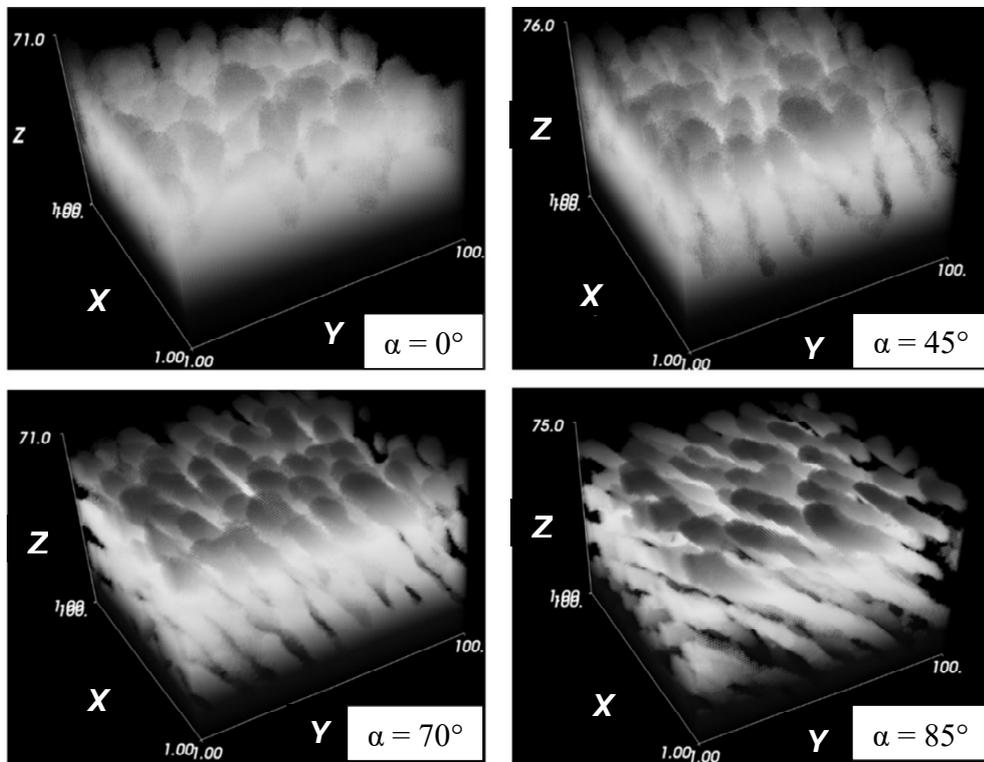


Рисунок 4.6. Трехмерные картины тонкопленочных структур, полученных моделированием при различных углах осаждения α (деления на осях показывают количество ячеек размером Δ).

Рассчитанные модули спектра Фурье (рисунок 4.7) имеют вид диффузных неоднородных колец. Такое распределение подтверждает отсутствие дальнего порядка, но указывает на существование основного (доминантного) расстояния между столбцами, которое отражено в БПФ спектре в виде основной пространственной частоты. При этом размытость колец показывает степень неоднородности в распределении столбцов. Однако для $\alpha > 70^\circ$ форма колец изменяется от круглой к

эллипсоидальной, что говорит о квазиупорядоченном распределении столбцов в плоскости пленки для больших углов осаждения, с выделенным направлением, лежащем приблизительно вдоль плоскости осаждения. Пространственная частота, соответствующая максимуму амплитуды спектра БПФ, обратно пропорциональна доминантному расстоянию между столбцами. Средние расстояния между столбцами D были вычислены из усредненных радиальных профилей БПФ колец [158]. Полученные зависимости D от угла осаждения представлены на рисунке 4.7. Видно, что для углов осаждения $\alpha < 55^\circ$ расстояние между столбцами примерно одинаковое, однако затем оно быстро растет, и в целом коррелирует с плотностью упаковки структуры.

Другой важной структурной характеристикой наклонно осажденных пленок является форма столбцов. Её можно оценить, анализируя двумерную автокорреляционную функцию G , которая определяется следующим выражением [159]:

$$G(k_m, k_n) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N h(m, n) \times h(m + k_m, n + k_n), \quad (4.3)$$

где функция $h(m, n)$ равна нулю, если ячейка (m, n) пустая, и равна единице, если ячейка занята частицей, k_m и k_n – величины смещения вдоль столбцов и строк, соответственно.

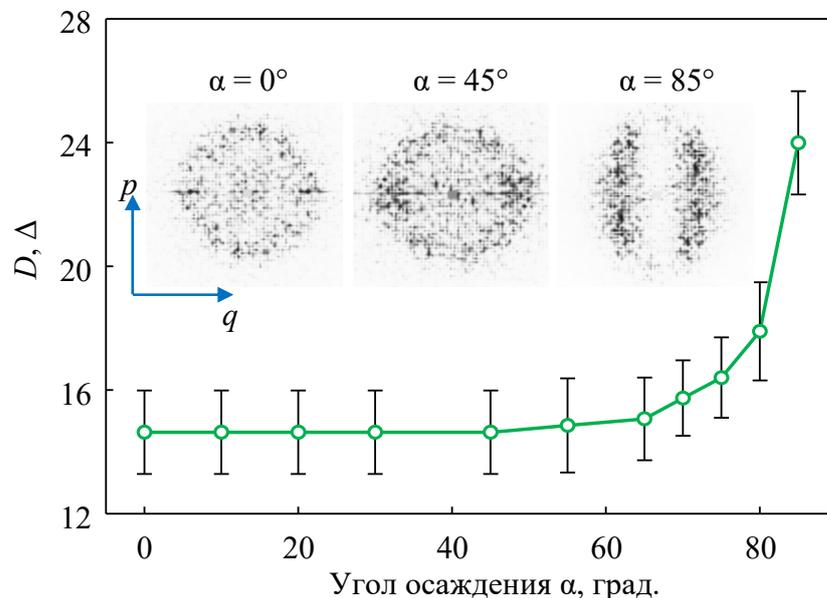


Рисунок 4.7. Зависимость среднего расстояния между столбцами в плоскости пленки D от угла осаждения α , полученная из БПФ спектров. На вставках показаны центральные части БПФ спектров для нескольких α . (Δ – это размер одной ячейки пространства моделирования).

Так же, как и при вычислении Фурье спектров, автокорреляционная функция рассчитывалась в плоскости пленки для каждого слоя, и затем усреднялась. Контур автокорреляционной функции вблизи ее центрального максимума (рисунок 4.8a) является прямой визуализацией усредненной формы столбцов в плоскости пленки. Расчеты показали, что в общем случае этот контур имеет эллипсоидальную форму, с главными осями, направленными вдоль и поперек плоскости осаждения. Таким образом, можно выделить две характеристические величины, а именно, корреляционные длины ξ_x и ξ_y , равные ширине центрального максимума на его полувысоте вдоль направлений x и y [159]. Корреляционные длины ξ_x и ξ_y позволяют оценить средние размеры столбцов в плоскости x - y . Необходимо учитывать тот факт, что при «косом» осаждении столбцы растут под наклоном к плоскости пленки, при этом угол наклона столбцов относительно нормали к плоскости пленки β увеличивается с ростом угла осаждения (рисунок 4.8b). Отсюда следует, что средний поперечный размер столбцов в направлении y равен $\xi_y \cos\beta$. Отметим, что наклон столбцов определялся с помощью анализа автокорреляционной функции, рассчитанной для слоев z - y .

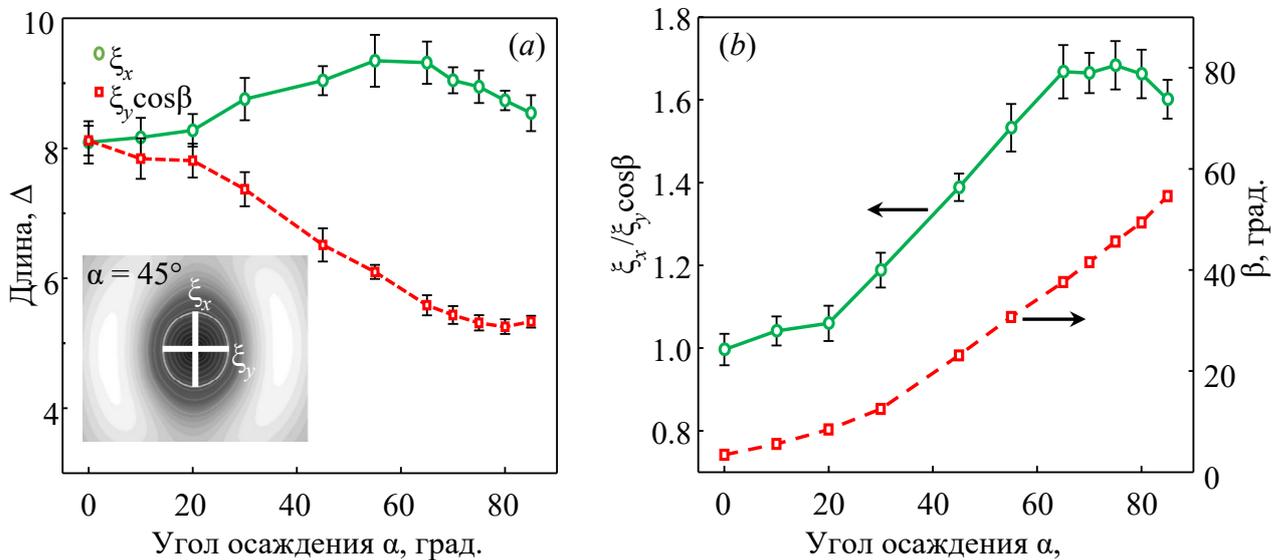


Рисунок 4.8. (a) Зависимость корреляционных длин ξ_x и $\xi_y \cos\beta$ от угла осаждения α . На вставке показана центральная часть поверхности автокорреляционной функции, рассчитанной для $\alpha = 45^\circ$. (b) Зависимость отношения корреляционных длин $\xi_x / \xi_y \cos\beta$ и наклона столбцов β от угла осаждения α .

На рисунке 4.8a показаны зависимости корреляционных длин ξ_x и $\xi_y \cos\beta$ от угла осаждения α . Видно, что с ростом угла осаждения средние размеры столбцов в

направлении x и y эволюционируют различно. При $\alpha \leq 20^\circ$ ξ_x и $\xi_y \cos\beta$ примерно одинаковы, однако затем они ведут себя противоположно: ξ_x растёт и для $\alpha \approx 60^\circ$ достигает максимума на уровне $\sim 9\Delta$, а затем монотонно спадает. В то время как $\xi_y \cos\beta$ с ростом α плавно убывает, но после $\alpha \approx 75^\circ$ выходит на насыщение. Данные результаты показывают, что средняя поперечная форма столбцов неоднородна и имеет сильную зависимость от угла осаждения. Оценить неоднородность, или «вытянутость» столбцов помогает представленная на рисунке 4.8b зависимость отношения корреляционных длин $\xi_x/\xi_y \cos\beta$ от угла α . Видно, что при $\alpha < 20^\circ$ поперечное сечение столбцов является почти окружностью, поскольку отношение $\xi_x/\xi_y \cos\beta$ близко к единице, то есть форма столбцов в поперечном сечении изотропна. Однако затем, с увеличением α , наблюдается линейный рост отношения $\xi_x/\xi_y \cos\beta$, что говорит о возникновении и монотонном увеличении анизотропии формы столбцов, которая при $\alpha \approx 65^\circ$ достигает максимума ($\xi_x/\xi_y \cos\beta \approx 1.66$). Небольшое уменьшение анизотропии формы столбцов с дальнейшим ростом α наблюдается только при $\alpha > 85^\circ$.

Обнаруженные зависимости морфологии образцов от угла осаждения являются результатом баланса между двумя механизмами, определяющими структуру пленок: ограниченной поверхностной диффузией и траекторией падения частиц. Действительно, непрерывность пленки в ходе процесса наклонного осаждения в большей степени разрушается в направлении, параллельном направлению осаждения, поскольку область затенения для прибывающих на поверхность пленки частиц, по мере ее роста, увеличивается в основном вдоль потока падающих частиц. Из-за ограниченной диффузии затененные области не могут быть полностью заняты частицами. При этом эффект самозатенения только усиливается при увеличении отклонения пучка падающих частиц от нормали к плоскости пленки. Таким образом, формируются объединения столбцов, сросшихся ортогонально плоскости осаждения. Прекращение роста структурной анизотропии для $\alpha > 65^\circ$ связано, по-видимому, с малой плотностью пленки, что приводит к меньшей вероятности соединения в ходе ее роста соседних столбцов, так как диффундирующие частицы не всегда могут преодолеть расстояние между ними.

4.4 Микромагнитный анализ полученных моделированием наклонного осаждения структур

Магнитные свойства ферромагнитных тонких пленок тесно связаны с их морфологией и микроструктурой. Для изучения этой связи в данной работе мы использовали численные методы теории микромагнетизма. Исследования были проведены с помощью программы микромагнитного моделирования «MultiLayers 2» [122,125]. (Теоретические методы, на которых она основана, рассмотрены во второй главе).

Для описания геометрии и микроструктуры наклонно-осажденных пленок в программе использовались полученные моделированием осаждения трехмерные матрицы, структура которых была подробно исследована в предыдущем разделе. Каждая занятая частицей ячейка матрицы характеризовалась некоторым усредненным значением магнитного момента с намагниченностью насыщения M_s . При этом предполагалось, что в пределах каждой ячейки магнитный момент однороден. В свою очередь намагниченность свободных ячеек принималась равной нулю. Для учета влияния анизотропии формы сформированных таким образом дискретных элементов, в расчете тензора магнитостатического взаимодействия нами использовалось точное аналитическое выражение, представленное в работе [160]. Для более корректного описания пространственно протяженных пленок в расчете обменного и магнитостатического взаимодействия были использованы двумерные периодические граничные условия.

Магнитные параметры, используемые в микромагнитном моделировании, соответствовали стандартным характеристикам пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$): намагниченность насыщения $M_s = 860$ Гс, константа обмена $A = 1.3 \cdot 10^{-6}$ эрг/см. Чтобы облегчить анализ результатов, дополнительные источники формирования магнитной анизотропии, кроме магнитодипольного взаимодействия, не учитывались. При этом также, как и в предыдущем разделе, представленные ниже результаты являются усреднением расчетов, выполненных для десяти независимых осаждений для каждого угла осаждения. Планки погрешностей на графиках показывают полный диапазон величин, рассчитанных для этих десяти структур.

4.4.1 Магнитная анизотропия

Как известно, неоднородная морфология наклонно-осажденных пленок приводит к анизотропии ряда физических параметров таких образцов. При этом совместное использование методов моделирования осаждения и микромагнитного анализа дает возможность проследить связь между эволюцией столбчатой структуры с изменением угла осаждения и магнитной анизотропией образцов. В настоящей работе, для исследования магнитной анизотропии наклонно осажденных структур мы использовали две различные методики.

В первом подходе магнитная анизотропия пленочных структур определяется из петель гистерезиса. Методы определения магнитной анизотропии тонких пленок из формы петель гистерезиса, как правило, основаны на предположении, что перемагничивание происходит без образования доменов. Однако во многих случаях такое приближение оказывается достаточно грубым, а полученные такими методами параметры анизотропии – недостоверными. Для того чтобы решить эту проблему Вебер и др. [161] предложили при исследовании процессов перемагничивания дополнительно использовать постоянное подмагничивающее поле H_B , приложенное перпендикулярно к полю развертки H . Это достаточное для насыщения подмагничивающее поле обеспечивает когерентное вращение намагниченности при любых значениях внешнего поля H . Как показано в Приложении А настоящей работы, измерив при развертке поля H вдоль или ортогонально оси легкого намагничивания наклон кривой намагничивания χ/M_s (χ – восприимчивость образца), можно получить поле анизотропии H_k . В проводимых численных экспериментах поле H_B было установлено равным 20 кЭ, а поле развертки H принимало значения -200, 0, 200 Э.

Во втором методе, который подробно описан в Приложении Б, магнитная анизотропия определяется из магнитометрического тензора размагничивающих факторов исследуемых структур. Как известно, в общем случае у однородно намагниченного произвольного тела внутреннее размагничивающее поле \mathbf{H}_d неоднородно. Но можно показать [162], что если \mathbf{H}_d заменить средним однородным полем $\langle \mathbf{H}_d \rangle_V$, то существует некий эффективный (магнитометрический) тензор размагничивания этого произвольного тела, эквивалентный тензору размагничивания эллипсоидального тела с соответствующими соотношениями сторон. Используя

микромагнитное моделирование, несложно получить значения компонент усредненного по объему поля размагничивания $\langle \mathbf{H}_d \rangle_V$, и затем определить компоненты магнитометрического тензора размагничивания. Как показано в Приложении Б, после приведения данного тензора к главным осям, магнитная одноосная анизотропия H_k исследуемых структур, обусловленная диполь-дипольным взаимодействием, может быть определена из выражения:

$$H_k = M_s(N_2 - N_1), \quad (4.2)$$

где N_1 и N_2 – компоненты диагонализированного магнитометрического тензора.

На рисунке 4.9 представлены рассчитанные с помощью обоих методов зависимости поля одноосной анизотропии H_k от угла осаждения α . На графике для сравнения также показаны данные экспериментальных измерений. Представленные зависимости демонстрируют хорошее согласие между результатами моделирования и экспериментом. Максимумы поля анизотропии, а также разворот легкой оси намагничивания наблюдаются при близких углах осаждения α . Кроме того, полученная микромагнитным расчетом большая величина $H_k \sim 0.5$ кЭ при «скользящих» углах осаждения ($\alpha > 80^\circ$), близка к экспериментальным значениям, измеренным другими авторами для косо-осажденных пленок пермаллоя [69].

Полученные закономерности можно упрощенно пояснить следующими рассуждениями. Магнитостатическая энергия пленок минимальна, когда магнитные моменты выстроены вдоль длинных осей конгломератов частиц, формируемых при осаждении ортогонально плоскости падения. Однако с увеличением угла осаждения резко падает плотность образцов, отдельные частицы (столбцы) становятся слабо связанными друг с другом, и определяющую роль начинает играть форма отдельного элемента. Как известно, магнитостатическая энергия ферромагнитных объектов цилиндрической симметрии минимальна, когда магнитные моменты выстроены вдоль главной оси вытянутого цилиндра. Легкая ось магнитной анизотропии направлена вдоль плоскости осаждения, поскольку в этом направлении наклонены столбцы, причем наклон относительно нормали к плоскости пленки тем выше, чем больше угол осаждения частиц. При углах напыления около 75° в пленке формируются такая морфология, что индуцированная диполь-дипольным взаимодействием магнитная анизотропия близка к нулю.

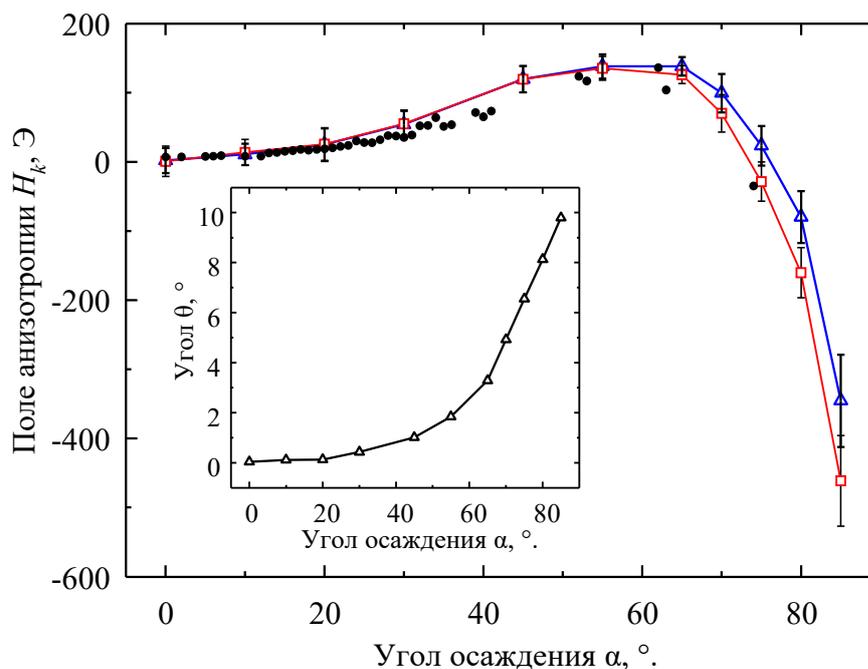


Рисунок 4.9. Зависимость поля одноосной анизотропии H_k от угла осаждения α . Черные точки – эксперимент, квадратные маркеры – расчет из магнитометрического тензора, треугольные маркеры – расчет из петель гистерезиса с подмагничиванием. На вставке показана зависимость угла наклона «легкой» плоскости θ от угла осаждения α .

Наблюдаемое на графиках рисунка 4.9 различие между результатами расчета анизотропии из петель гистерезиса с подмагничивающим полем и из магнитометрического тензора связано с отклонением оси легкого намагничивания из плоскости наклонно-осажденных пленок. Как было показано ранее, с увеличением угла осаждения α наклон формирующейся в пленке столбчатой структуры (угол β) также растет. Это приводит к тому, что при определенных α плоскость, в которой лежит легкая ось намагничивания, начинает отклоняться от плоскости пленки. Диагонализация магнитометрического тензора позволяет определить угол наклона θ этой «легкой» плоскости относительно нормали к плоскости пленки. Зависимость $\theta(\alpha)$ показана на рисунке 4.9. Интересно отметить, что полученные значения θ близки к экспериментально измеренным величинам для наклонно-осажденных пленок Co-Ni [72]. Поэтому при определении H_k из компонент магнитометрического тензора согласно выражению (4.2) считается, что намагниченность ориентирована вдоль ОЛН, под углом к плоскости пленки.

В тоже время, при определении величины поля анизотропии с помощью петель гистерезиса, к пленке в ее плоскости прикладывается сильное подмагничивающее поле,

необходимое для намагничивания образца до насыщения. Однако данное поле приводит к отклонению магнитных моментов из «легкой» плоскости. Поэтому определяемая с помощью такого подхода величина H_k для больших углов осаждения α (и, следовательно, углов наклона столбцов β) занижена по сравнению со значениями H_k , найденными из компонент магнитометрического тензора.

4.4.2 Модифицированный подход Нетзельмана для определения параметров размагничивания отдельных столбцов наклонно-осажденных пленок

При изучении методом ферромагнитного резонанса гранулированных пленок, т.е. гетерогенных структур, состоящих из малых магнитных частиц, внедренных в немагнитную матрицу, Нетзельман [163] предложил подход, который позволил избежать анализа довольно сложной проблемы магнитостатического взаимодействия многих частиц. Для этого он представил плотность энергии размагничивания в виде комбинации энергий для двух предельных случаев: изолированного элемента (частицы) с тензором размагничивания N^e , и однородно намагниченного тела в форме магнитной пленки с тензором размагничивания N^t . Если через p обозначить объемный фактор упаковки, который определяет относительное количество магнитных частиц в образце, то с учетом корректировки [164] плотность магнитостатической энергии

$$F_d = \frac{1}{2} p(1-p) \mathbf{M} N^e \mathbf{M} + \frac{1}{2} p^2 \mathbf{M} N^t \mathbf{M}, \quad (4.3)$$

Первый член в правой части (4.3) – магнитная энергия, связанная с формой самих частиц, второе слагаемое есть энергия размагничивания, связанная с общей геометрией образца. Поле размагничивания в этом случае

$$\mathbf{H}_d = -\frac{1}{p} \frac{dF_d}{d\mathbf{M}} = -(1-p) N^e \mathbf{M} - p N^t \mathbf{M} = -N \mathbf{M}, \quad (4.4)$$

где магнитометрический тензор размагничивания образца

$$N = (1-p) N^e + p N^t = N^e + p(N^t - N^e). \quad (4.5)$$

Последнее выражение представляет большой практический интерес, поскольку позволяет определить параметры размагничивания отдельной частицы, входящей в общий массив одинаковых, равномерно распределенных частиц пленки. В системе координат, ось z которой совпадает с вектором нормали пленки, тензор N^t имеет

единственную, отличную от нуля компоненту $N_{zz}^t = 4\pi$. Зная параметры магнитометрического тензора размагничивания и фактор упаковки образца p , несложно получить компоненты тензора отдельной частицы

$$N^e = (N - pN^t)/(1 - p). \quad (4.6)$$

Предложенный Нетзельманом подход может быть использован для определения параметров отдельных столбцов, из которых формируется микрокристаллическая структура наклонно-осажденных пленок. Однако необходимо учитывать принятое в данном подходе приближение [164]: распределение магнитных частиц внутри образца должно быть однородным. В то же время опыт показывает, что пористость, шероховатость и другие неоднородности микрокристаллической структуры, как правило, возрастают по толщине наклонно-осажденной пленки от подложки к ее поверхности. Другими словами, фактор упаковки или плотность упаковки наклонно-осажденных пленок является функцией координаты слоя $p = p(z)$. Так, в качестве примера на вставке рисунка 4.10а показано распределение плотности упаковки полученных моделированием структур по их толщине для нескольких углов осаждения α . Видно, что для разных α характер зависимости $p(z)$ различен, и в целом образцы обладают сильно неравномерным распределением плотности по толщине. Приблизительно, такие образцы можно условно рассматривать как двухслойные структуры: в первом слое, ближайшем к подложке, плотность упаковки близка к единице, а во втором она значительно ниже. При этом, как видно из графиков $p(z)$, с увеличением угла осаждения α величина отношения толщины первого слоя ко второму падает.

С учетом зависимости плотности косо-осажденных пленок от толщины, мы можем обобщить предложенный Нетзельманом подход. Для этого разобьем магнитный образец на n одинаковых по толщине слоев. Тогда энергия размагничивающего поля

$$F_d = \frac{1}{2n} \sum_{i=1}^n p_i(1 - p_i) \mathbf{M} N^e \mathbf{M} + \frac{1}{2n} \sum_{i=1}^n p_i^2 \mathbf{M} N^t \mathbf{M}, \quad (4.7)$$

где p_i – плотность i -го слоя. Очевидно, что плотность всего образца характеризуется ее средним значением $p_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n p_i$. Если дополнительно обозначить $p_{eff} = \frac{\sum_{i=1}^n p_i^2}{\sum_{i=1}^n p_i}$ как некоторое эффективное значение фактора упаковки, получим выражение для поля размагничивания

$$\mathbf{H}_d = -\frac{1}{p} \frac{dF_d}{d\mathbf{M}} = -(1 - p_{eff})N^e \mathbf{M} - p_{eff} N^t \mathbf{M}, \quad (4.8)$$

которое отличается от (4.4) простой заменой величины p на p_{eff} . С учетом этого мы можем записать аналогичное (4.6) выражение для определения компонент тензора размагничивания отдельного столбца наклонноосажденной пленки

$$N^e = (N - p_{eff} N^t) / (1 - p_{eff}). \quad (4.9)$$

На рисунке 4.10а показаны зависимости средней удельной p_0 и эффективной p_{eff} плотностей полученных моделированием структур от угла осаждения α . Видно, что p_{eff} немного (в среднем на $\sim 5\%$) превышает значения p_0 . Но это дает заметную уточняющую поправку при вычислении тензора размагничивания. Это видно из рисунка 4.10б, где построены графики зависимостей компонент приведенного к главным осям тензора размагничивания отдельного столбца наклонно-осажденной пленки от угла осаждения, вычисленного по формулам (4.6) (т.е. $p = p_0$, показаны штриховыми линиями) и (4.9) ($p = p_{eff}$, показаны сплошными линиями).

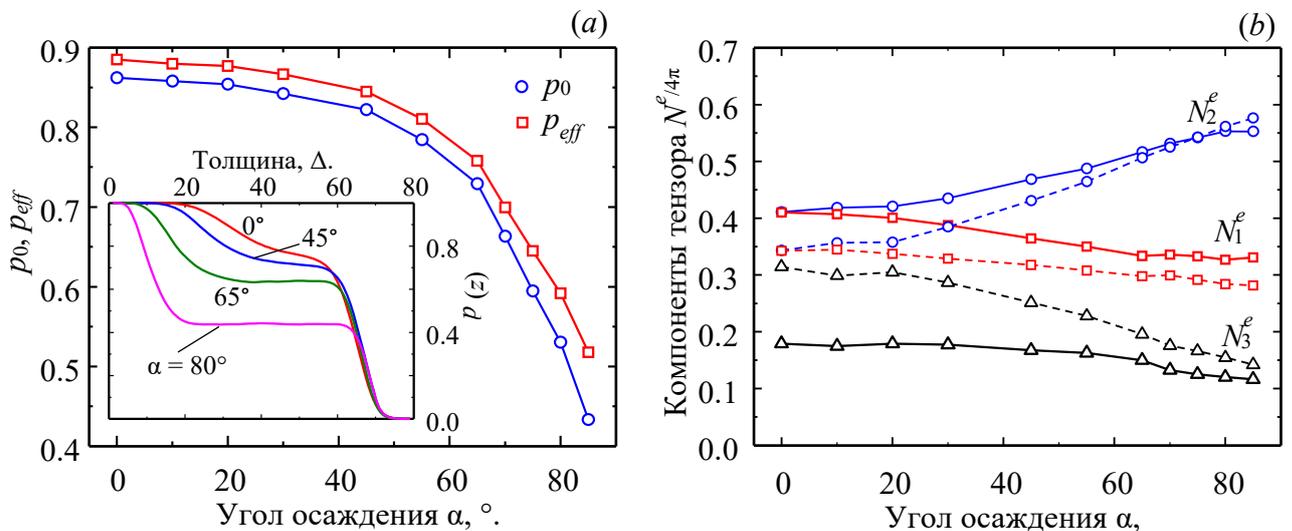


Рисунок 4.10. (а) Зависимости средней p_0 и эффективной p_{eff} плотности упаковки полученных моделированием структур от угла осаждения α . На вставке показано распределение плотности по толщине наклонно-осажденной пленки для нескольких α . (б) Компоненты диагонализированного тензора размагничивания $N^e/4\pi$ отдельной частицы, полученные при $p = p_0$ (штриховые линии), и при $p = p_{eff}$ (сплошные линии).

Приведение тензора размагничивания N^e к главным осям позволяет определить наклон длинной оси (лежащей вдоль z') эквивалентного эллипсоида относительно оси z исходной системы координат, в которой z совпадает с нормалью к плоскости пленки.

Таким образом, появляется возможность из тензора размагничивания определить средний наклон столбчатой структуры образцов. На рисунке 4.11а показаны зависимости определенных с помощью тензора N^e углов наклона столбцов β от угла осаждения α . Круглыми маркерами обозначены углы β , рассчитанные с использованием модифицированной модели Нетзельмана ($p = p_{eff}$), а треугольными маркерами – углы, полученные из оригинальной модели ($p = p_0$). На рисунке для сравнения также представлены углы наклона столбцов, полученные ранее из структурного автокорреляционного анализа исследуемых образцов. Видно, что при $p = p_{eff}$ вычисленные из магнитных параметров углы наклона столбцов почти идентичны углам наклона, непосредственно полученным из анализа структуры образцов. В тоже время, расчет углов β с помощью модели, в которой используется средняя плотность образца p_0 , дает значения, завышенные примерно на 10° .

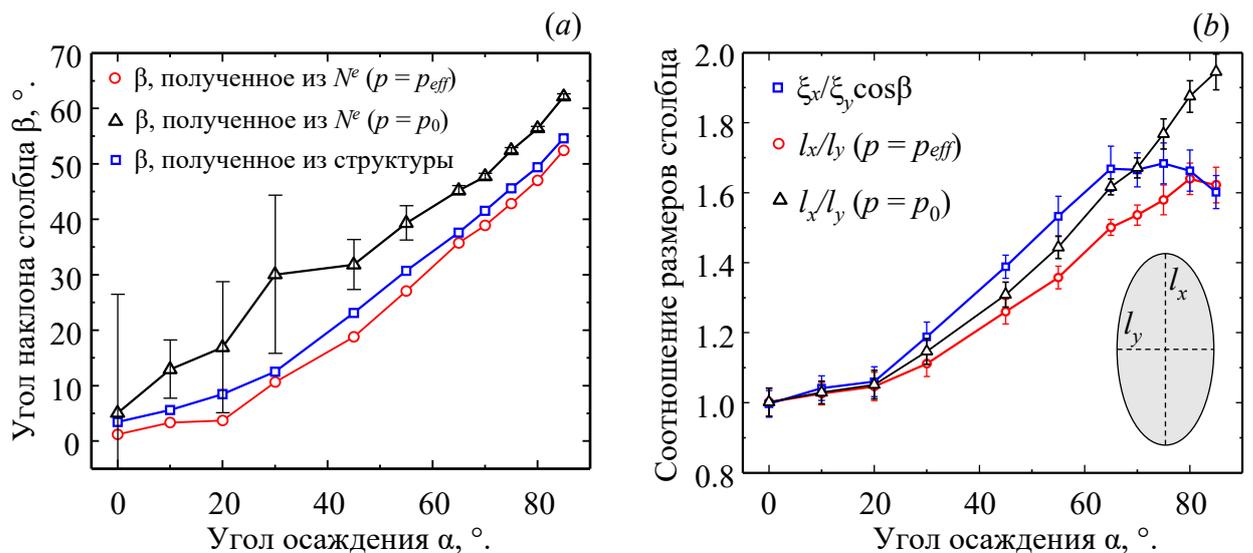


Рисунок 4.11. (а) Зависимости угла наклона столбцов β от угла осаждения α , полученные с помощью автокорреляционного анализа структур, и из магнитометрического тензора N^e . (б) Зависимости от угла осаждения α соотношения размеров эллиптического столбца l_x/l_y , вычисленные на основе магнитометрического тензора N^e для $p = p_{eff}$ и $p = p_0$, и зависимость от α отношения корреляционных длин $\xi_x/\xi_y \cos\beta$.

Зная параметры тензора N^e , с помощью аналитических выражений для размагничивающих факторов эллиптического цилиндра можно определить соотношения его размеров [165,166]. Численной минимизацией выражений (33) и (34) из работы [166], записанных для компонент тензора $N_x(N_1^e)$ и $N_y(N_2^e)$ вытянутого

эллиптического цилиндра, нами были рассчитаны соотношения его поперечных размеров l_x/l_y для структур, полученных при различных углах осаждения α (рисунок 4.11b). Как и ранее, тензор N^e вычислялся с использованием оригинальной и модифицированной модели Нетзельмана. Видно, что для обоих случаев зависимости l_x/l_y достаточно сильно отличаются от поведения отношения автокорреляционных длин $\xi_x/\xi_y \cos\beta$, которые показывают средние параметры столбца, полученные из анализа микроструктуры исследуемых образцов статистическими методами. Однако характер зависимости l_x/l_y , вычисленной при $p = p_{eff}$, имеет лучшее качественное согласие с поведением кривой $\xi_x/\xi_y \cos\beta$, по сравнению с зависимостями, полученными из модели с $p = p_0$. При этом наблюдаемые различия между результатами автокорреляционного анализа и вычислениями из магнитометрического тензора могут быть связаны с неоднородным распределением столбцов в плоскости пленки.

Таким образом, с помощью модели Нетзельмана возможно определение некоторых структурных характеристик (среднего наклона и отношения поперечных размеров столбцов) наклонно-осажденных тонких магнитных пленок из анализа их интегральных магнитных параметров. При этом предложенная модификация данной модели, учитывающая неоднородное распределение плотности по толщине наклонно-осажденных образцов, позволяет уточнить получаемые структурные характеристики.

4.4.3 Процессы перемагничивания

Для оптимизации времени расчета при изучении на основе микромагнитного моделирования процессов перемагничивания большого набора наклонно-осажденных образцов мы использовали сжатие трехмерных матриц, сформированных методом Монте-Карло. Для этого матрицы размером $256 \times 256 \times 64 \Delta$ разбивались на кубы, состоящие из 8 ячеек, и в каждом кубе анализировалось количество занятых и пустых ячеек. В случае если занятых ячеек было больше чем пустых, все ячейки куба автоматически заполнялись частицами; в противоположной ситуации все ячейки куба освобождались от частиц. Каждый куб после объединения входящих в него ячеек сам становился новой ячейкой. Данный способ сжатия позволил уменьшить количество дискретных элементов моделируемой магнитной среды соответственно в 8 раз, сохранив при этом основные структурные характеристики пленки. Для оценки

погрешности, обусловленной «огрублением» исследуемых образцов, для сжатых структур была рассчитана зависимость поля анизотропии от угла осаждения. Оказалось, что H_k сжатых структур отличается от поля H_k оригинальных в среднем на $\sim 20\%$, однако характер этой зависимости не изменился.

Нами были проведены численные исследования процессов перемагничивания наклонно-осажденных пленок. В качестве примера, на рисунке 4.12 показаны результаты расчета петель гистерезиса для четырех значений угла осаждения $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 75^\circ$ и 85° . Петли гистерезиса, полученные путем усреднения по 10 наборам тонкопленочных образцов, соответствуют двум взаимно ортогональным направлениям планарного внешнего магнитного поля H : вдоль плоскости осаждения (квадратные маркеры) и поперек (круглые маркеры). В дополнение к этому на рисунке 4.13 представлены полученные из петель гистерезиса усредненные зависимости коэрцитивной силы H_c и остаточной намагниченности M_r от угла осаждения.

Результаты микромагнитного моделирования показали, что коэрцитивная сила нормально осажденной пленки составляет около 5 Э, и ее магнитные параметры практически не зависят от направления внешнего поля (рисунок 4.13а). Однако для наклонно осажденных образцов, начиная с $\alpha \approx 20^\circ$, петли гистерезиса принимают характерный для пленок с одноосной магнитной анизотропией вид, с легкой осью, лежащей ортогонально плоскости y - z напыления. Кривые перемагничивания, рассчитанные вдоль легкого направления, имеют выраженную прямоугольность, а кривые, полученные для трудного направления, демонстрируют почти полное отсутствие гистерезиса. Анализ микромагнитной структуры показал, что процесс перемагничивания осуществляется в этом случае посредством когерентного вращения магнитных моментов.

В тоже время, для пленок, полученных при углах осаждения больших $\sim 65^\circ$, петли гистерезиса начинают искажаться. Форма продольной петли гистерезиса становится менее прямоугольной, а поперечная петля раскрывается. Очевидно, это связано с увеличением неоднородности микроструктуры пленок. При угле осаждения $\alpha = 75^\circ$ коэрцитивные силы для обоих направлений внешнего поля становятся практически равными. Наконец, с дальнейшим увеличением угла осаждения, происходит разворот осей анизотропии – направление легкого намагничивания устанавливается вдоль плоскости падения частиц.

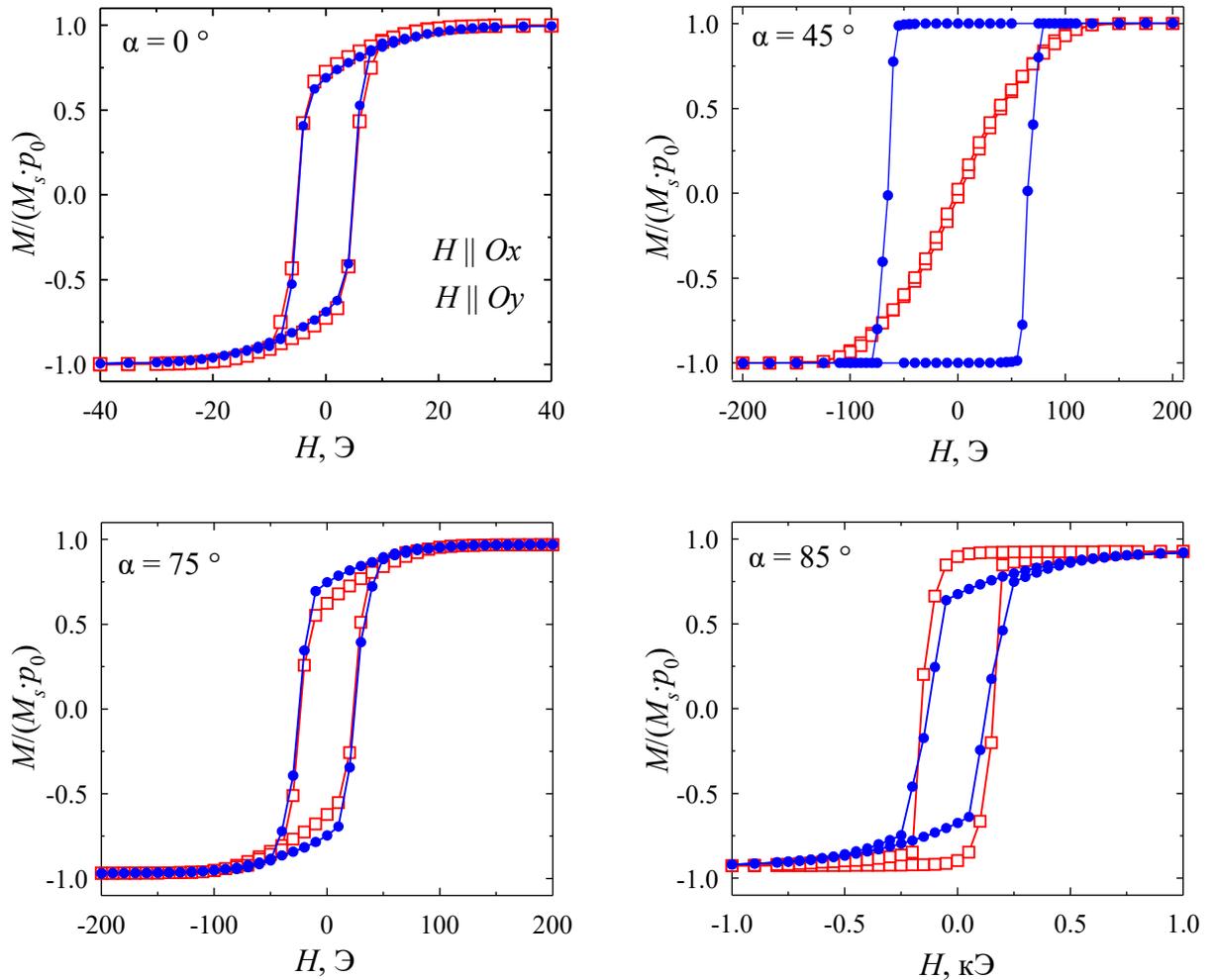


Рисунок 4.12. Петли гистерезиса, рассчитанные для полученных моделированием при различных углах осаждения α структур. Круглые маркеры – внешнее поле H направлено ортогонально плоскости осаждения u - z , квадратные маркеры – параллельно.

При этом для больших углов осаждения ($\alpha > 75^\circ$) в пленках формируется конфигурация намагниченности, напоминающая страйп-структуру в тонких ферромагнитных пленках в закритическом состоянии (рисунок 4.13b). Поскольку полученные при «скользящих» углах осаждения тонкопленочные образцы состоят из слабо связанных конгломератов частиц цилиндрической формы, магнитным моментам соседних столбцов энергетически выгодно иметь противоположные направления: таким образом создается замкнутый магнитный поток и минимизируется магнитостатическая энергия, связанная с присутствием магнитных зарядов на противоположных сторонах пленки. В результате, для осажденных при больших α ($> 75^\circ$) пленок требуется гораздо большие поля для их насыщения, по сравнению с пленками, полученными при меньших α . Формирование такой магнитной структуры приводит к характерному наклону петель гистерезиса (рисунок 4.12, $\alpha = 85^\circ$). По этой же причине для образцов с $\alpha > 75^\circ$

рассчитанные значения H_c и M_r близки для ортогональных направлений внешнего поля H (рисунок 4.13), несмотря на большую величину одноосной магнитной анизотропии. Интересно заметить, что подобные магнитные конфигурации в косо-осажденных пленках наблюдались экспериментально [77].

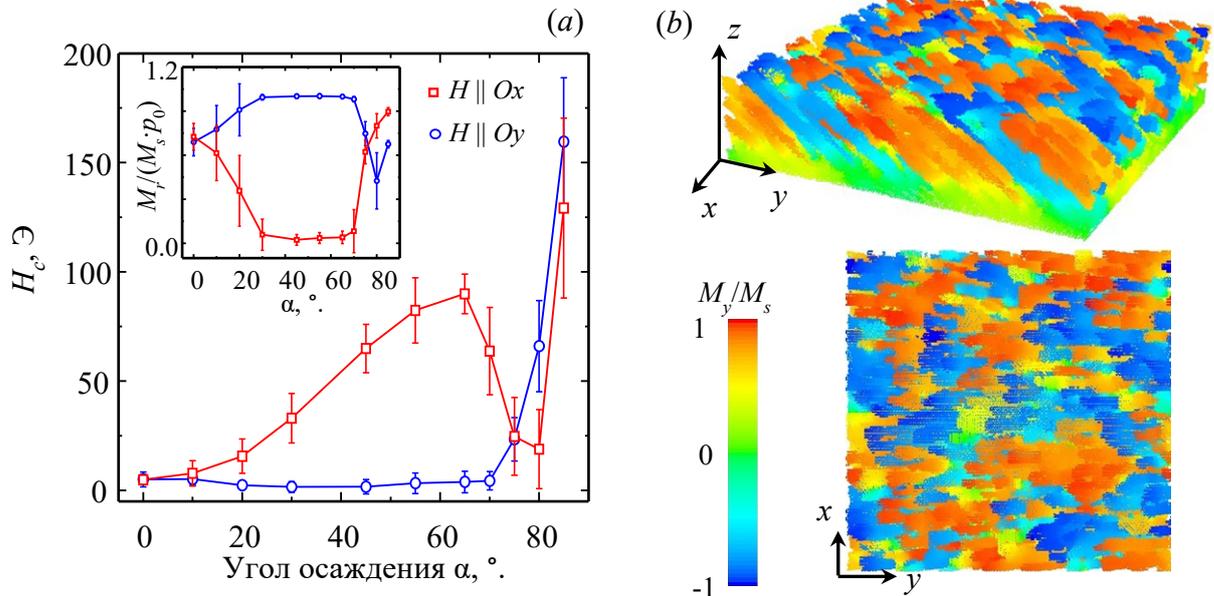


Рисунок 4.13. (a) Зависимости коэрцитивной силы H_c и относительной остаточной намагниченности $M_r/(M_s \cdot p_0)$ (вставка) от угла осаждения α , полученные для двух направлений внешнего поля H . (b) Равновесное распределение магнитных моментов пленки, полученной моделированием для $\alpha = 85^\circ$, при $H = 0$ Э. Цветом показана относительная величина проекции вектора намагниченности каждой ячейки на направление O_y .

4.5 Выводы

Таким образом, с помощью совместного использования методов моделирования осаждения и микромагнитного анализа теоретически исследована связь между магнитными и микроструктурными свойствами тонких наклонно-осажденных магнитных пленок.

Предложена модель роста тонких пленок при их наклонном осаждении, основанная на методе Монте-Карло. Представлены результаты исследования микроструктуры пленок, полученных при различных углах падения частиц. Установлено, что в пленке формируется столбчатая микроструктура. С увеличением угла падения плотность пленки монотонно падает, при этом возникает и значительно

увеличивается анизотропия формы поперечного сечения столбцов, а также растет анизотропия распределения столбцов в плоскости подложки.

Численным микромагнитным анализом полученных моделированием осаждения структур получены зависимости поля одноосной магнитной анизотропии от угла осаждения. Рассчитанные с использованием двух различных подходов зависимости продемонстрировали хорошее согласие с результатами эксперимента.

Показано, что с помощью модели Нетзельмана возможно определение некоторых структурных характеристик (среднего наклона и отношения поперечных размеров столбцов) наклонно-осажденных тонких магнитных пленок из анализа их интегральных магнитных параметров. При этом предложенная модификация данной модели, учитывающая неоднородное распределение плотности по толщине наклонно-осажденных образцов, позволяет уточнить получаемые структурные характеристики.

Проведены численные исследования процессов перемагничивания наклонно-осажденных пленок. Обнаружено, что эволюция с ростом угла осаждения внутренней микроструктуры пленок является причиной перестройки равновесной конфигурации намагниченности образцов. При углах осаждения, меньших 65° , намагниченность распределена почти однородно по объему пленок. Однако при больших углах осаждения в образцах начинает формироваться квазидоменная структура. При этом для углов осаждения $>75^\circ$ в пленках возникает конфигурация намагниченности, напоминающая страйп-структуру.

Глава 5 Магнитные характеристики пленок пермаллоя, изготовленных при небольшом отклонении потока осаждаемых атомов от нормали к подложкам

В пятой главе исследуется влияние малого отклонения луча падающих атомов от нормали к подложкам в процессе напыления пленок на их магнитные характеристики [78,112,167-169]. В первой части методом локального ферромагнитного резонанса изучаются серии наборов тонких пленок пермаллоя различного состава и анализируется корреляция между пространственной вариацией угла осаждения и основными магнитными параметрами образцов. Во второй части главы экспериментально исследована магнитная анизотропия локальных участков пермаллоевой пленки, полученной вакуумным термическим напылением на подложку, наклоненную к молекулярному лучу, в присутствии плоскостного постоянного магнитного поля. Обнаружен эффект взаимной компенсации одноосной магнитной анизотропии, наведенной «косым» напылением, и ортогональной к ней одноосной анизотропии, наведенной постоянным магнитным полем. Показано, что кроме одноосной магнитной анизотропии (анизотропии второго порядка) в наклонно-осажденной магнитной пленке формируется анизотропия четвертого и шестого порядков. Выдвинутая гипотеза о возможном существовании, в изготовленных таким образом образцах, двух обменносвязанных слоев с различными параметрами одноосной магнитной анизотропии, подтверждается микромагнитным моделированием.

5.1 Исследование серий наклонно-осажденных пленок методом локального ферромагнитного резонанса

Ранее с помощью численного анализа было показано, как наклонное осаждение влияет на магнитные свойства тонких пленок. Однако эти исследования проводились для случая относительно больших углов осаждения, когда из-за эффекта самозатенения формируется ярко выраженная столбчатая структура и анизотропия формы этой структуры приводит к возникновению одноосной магнитной анизотропии в пленке. В тоже время, для многих технологий синтеза тонкопленочных структур (например, таких как термическое вакуумное осаждение или магнетронное распыление), как правило характерно наличие не создаваемого намеренно небольшого наклона луча осаждаемых

атомов относительно плоскости подложек, связанного с особенностями конструкций установок. Поэтому интересной и практически важной является задача исследования образцов, полученных при малых отклонениях потока осаждаемых атомов от нормали к подложке, с целью поиска закономерностей между технологическими условиями напыления и основными магнитными параметрами пленок.

Для детального изучения влияния малого отклонения падающего молекулярного луча от нормали к плоскости пленок на их основные магнитные характеристики, было изготовлено большое количество образцов различного состава. Магнитные пленки синтезировались методом вакуумного термического испарения пермаллоя на полированные стеклянные подложки размерами $12 \times 12 \times 0.5$ мм, которые размещались в специальной маске-держателе и нагревались до температуры 200° - 250° С. Этот температурный диапазон, как показали наши исследования [135], является оптимальным для получения наиболее качественных образцов в данных технологических условиях. Скорость осаждения была около 0.8 нм/с. За единый цикл напыления изготавливалась серия из 12 пленок, расположенных в держателе в виде прямоугольника 3×4 (рисунок 5.1).

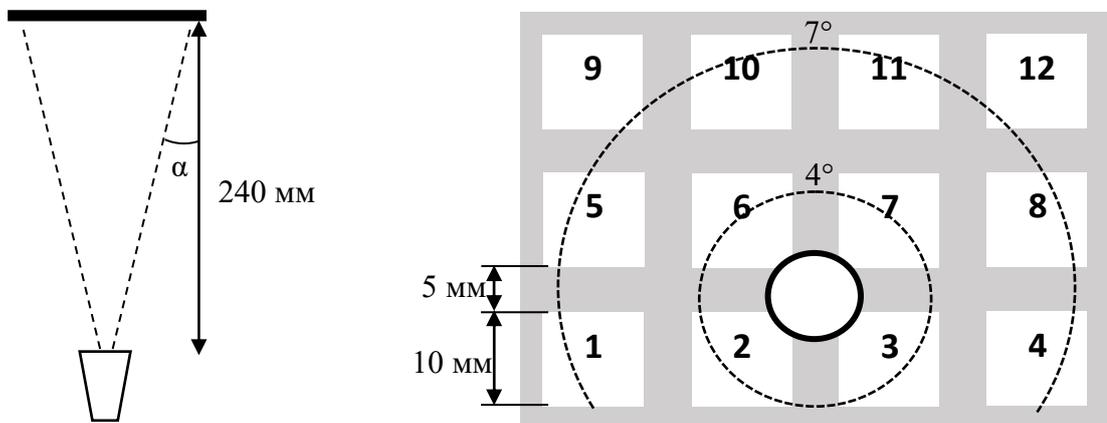


Рисунок 5.1. Схемы осаждения набора пермалловых пленок и расположения квадратных подложек в маске-держателе. Окружностями показаны углы осаждения α , отсчитываемые относительно нормали к подложке.

Размеры пленок были 10×10 мм², а расстояние между ними на подложкодержателе составляло 5 мм. Такое количество образцов в серии, размещенных на сравнительно большой площади, позволило проследить изменение их свойств в зависимости от пространственной вариации угла падения атомного пучка. Состав и

толщина пленок контролировались с помощью рентгено-флуоресцентного анализа. Толщина всех полученных образцов попадала в интервале от 45 до 55 нм, а состав пленок в каждой серии отклонялся не более чем на 2% от среднего состава серии. Важно заметить, что при напылении образцов к ним не было приложено внешнее магнитное поле, которое иначе могло бы частично «заглушать» связанные с малым наклонным осаждением «тонкие» эффекты, проявляющиеся в магнитных свойствах пленок.

Измерения основных магнитных параметров, а также их распределения по поверхности пленок проводились с помощью автоматизированного сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса. Измерения были выполнены на частоте 2274 МГц с локальных участков тонких пленок диаметром ~ 1 мм с шагом по площади пленок 2 мм. Магнитные параметры образцов определялись из угловых зависимостей резонансного поля с помощью специальной программы, основанной на описанном ранее во второй главе подходе.

Углы наклона потока атомов α , отсчитываемые относительно нормали к плоскости подложек, как это следует из показанной на рисунке 5.1 схемы напыления, входили в диапазон от $\sim 1^\circ$ до $\sim 9.5^\circ$. Экспериментальные исследования показали, что даже такие небольшие отклонения молекулярного луча от нормали к пленкам оказывают заметное влияние на магнитные характеристики образцов. На рисунке 5.2 представлены результаты измерений одноосной магнитной анизотропии по площади наборов из 12 тонких пленок двух различных средних составов: (a) $\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{35}$ и (b) $\text{Ni}_{85}\text{Fe}_{15}$. Слева на рисунке 5.2 толстыми черными отрезками показаны распределения направлений осей легкого намагничивания (ОЛН) исследуемых образцов, а справа изображены картины распределения величин поля анизотропии H_k . Хорошо видно, что в зависимости от состава пленок распределения направлений легких осей приобретают радиальный или кольцевой характер. Принимая во внимание тот факт, что коэффициенты магнитострикции для этих двух составов имеют различный знак (отрицательный для $\text{Ni}_{85}\text{Fe}_{15}$ и положительный для $\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{35}$), можно с большой долей уверенности предполагать, что ориентация легких осей и их разворот почти на 90° при изменении состава обусловлены неоднородными внутренними напряжениями в пленках.

Поскольку распределения магнитных характеристик по площади пленок хорошо накладываются на рассчитанные распределения углов осаждения, вполне вероятно, что напряжения в пленках обусловлены наклонным осаждением и связанным с ним

эффектом самозатенения. При этом известно, что косое осаждение тонких металлических пленок действительно приводит к возникновению в них упругих деформаций и соответствующих им напряжений, хотя точные механизмы этого процесса еще до конца не выяснены (см. главу 1). Посредством магнитоупругой связи неоднородные внутренние напряжения пленки индуцируют магнитную одноосную анизотропию, при этом напряжения определяют не только направления легких осей, но и величину поля анизотропии. Напыление наборов пленок с различным исходным составом пермаллоя показало, что изменение характера распределения легких осей наблюдается вблизи состава с коэффициентом магнитострикции ≈ 0 ($\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}$). Вместе с тем, из этих данных трудно сделать однозначный вывод о том, является ли определяющим механизмом, формирующим магнитную анизотропию, внутренние напряжения, или некоторый вклад посредством диполь-дипольного взаимодействия вносят неоднородные распределения пустот и включений, как это имеет место для больших углов осаждения (см. главу 4).

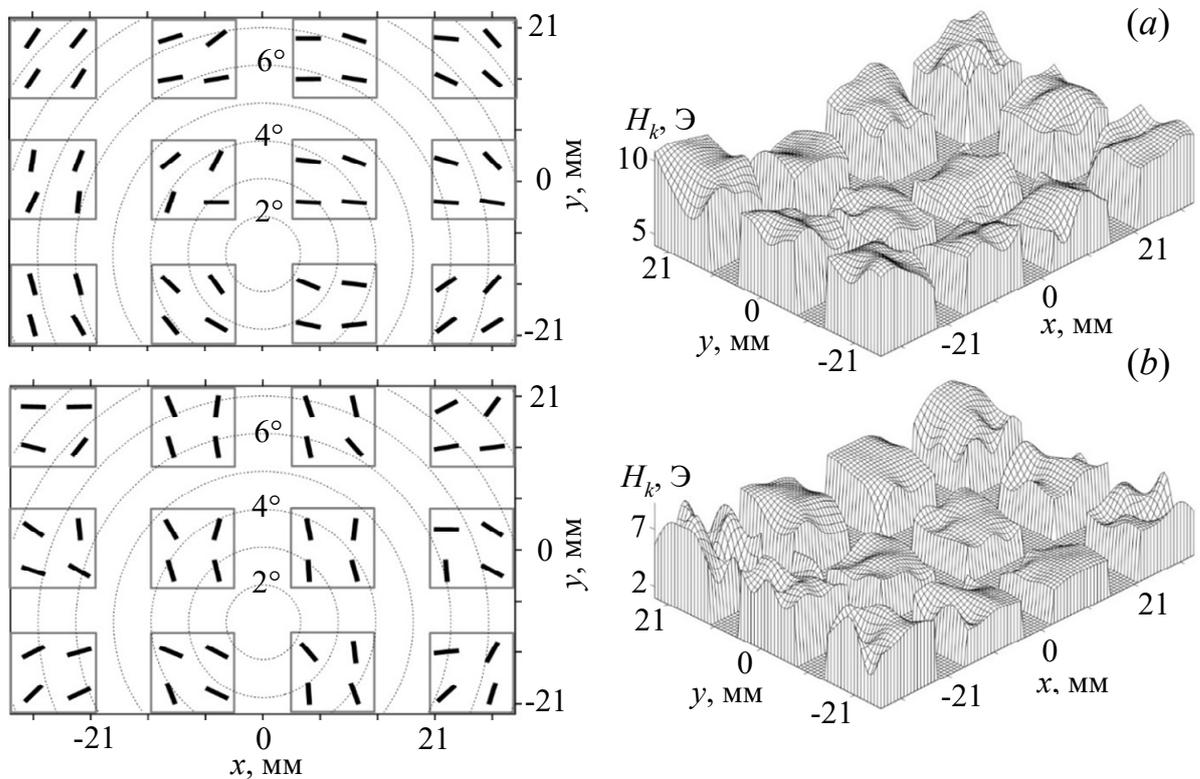


Рисунок 5.2. Распределения направления (слева) и поля одноосной анизотропии H_k (справа) по площади массива тонких (~ 50 нм) пленок пермаллоя. (a) – средний состав пленок $\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{35}$, (b) – $\text{Ni}_{85}\text{Fe}_{15}$. Окружностями на левых графиках показаны углы осаждения α .

Для более детального исследования влияния малого угла осаждения на магнитные характеристики пленок, было изготовлено шесть серий пленок (в каждой 12 образцов) схожих составов, попадающих в интервал от $\text{Ni}_{69}\text{Fe}_{31}$ до $\text{Ni}_{64}\text{Fe}_{36}$. Остальные условия эксперимента не изменялись. Следует отметить, что для исследуемых образцов наблюдался достаточной большой разброс магнитных параметров, связанный как с отсутствием во время напыления ориентирующего магнитного поля, так и с дисперсией состава пленок. При этом неоднородности в магнитных характеристиках наблюдались не только между пленками в наборе, но и между локальными участками отдельных пленок, как это хорошо видно на рисунке 5.2. Приведем диапазоны, в которые попадают магнитные характеристики всех исследуемых образцов: эффективная намагниченность насыщения $M_s = 915 \div 1165$ Гс, поле анизотропии $H_k = 4.8 \div 9.5$ Э, ширина линии ФМР $\Delta H = 6.4 \div 10.2$ Э.

На рисунке 5.3а показаны магнитные характеристики, полученные усреднением параметров, измеренных по площади для каждой пленки, а затем усреднением по порядковому номеру расположения пленки в маске-держателе (см. рисунок 5.1) по всем шести сериям. Для уменьшения погрешности, связанной с различием составов пленок разных серий, магнитные характеристики образцов, изготовленных в едином технологическом цикле, делились на средние значения для этой серии. Таким образом, мы получаем зависимости усредненных относительных магнитных характеристик (правые оси ординат на рис. 5.3). Для них и построены планки погрешностей, показывающие среднеквадратическое отклонение относительных величин. При этом оказалось, что абсолютные средние магнитные характеристики (левые оси ординат на графиках рис. 5.3) демонстрируют почти такое же поведение, как и относительные (но, очевидно, обладают большим среднеквадратическим отклонением), поэтому на графиках они показаны одними и теми же точками.

Как видно из представленных графиков, даже не смотря на высокую неоднородность распределения магнитных параметров, которая отражается в больших планках погрешности, наблюдается заметная корреляция между расположением пленки в массиве и ее магнитными свойствами. Так, для пленок 2, 3, 6 и 7, находящихся вблизи области, расположенной напротив тигля, поле анизотропии H_k и ширина линии ФМР ΔH имеют минимумы. В тоже время, эффективная намагниченность насыщения M_s принимает максимальные значения для пленок 3 и 7, а минимальные для пленок 1, 5, и

9, что говорит о некотором смещении вправо максимума намагниченности относительно точки массива, расположенной напротив центра тигля.

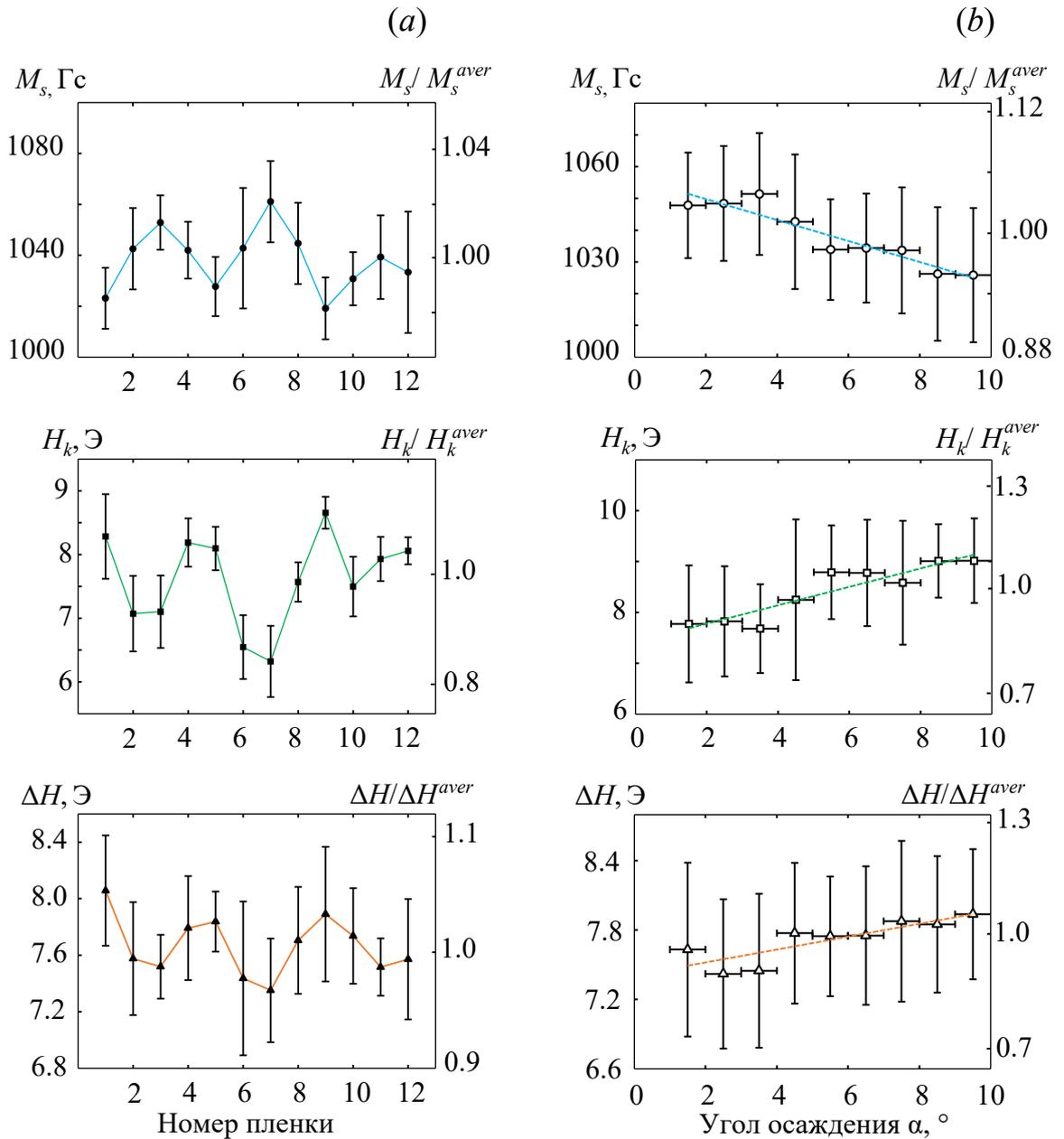


Рисунок 5.3. (a) Усредненные магнитные характеристики тонких пленок, показанные согласно порядковому номеру расположения образцов в маске (см. рис. 5.1). (b) Зависимость усредненных магнитных характеристик пленок от угла осаждения луча атомов α . Штриховые линии – линейные аппроксимации.

Интересно рассмотреть поведение магнитных характеристик пленок в зависимости от угла осаждения. Для этого было сделано следующее. Каждой локальной области пленки, для которых проводились измерения, был сопоставлен рассчитанный угол осаждения α . При этом, как видно из рисунка 5.1, различные точки пленок одной

серии могли иметь одинаковые α . Затем магнитные параметры локальных участков всех образцов, для которых α был примерно равен (погрешность в пределах 1°), усреднялись. Таким образом, мы от измерений, насчитывающих 1800 точек, перешли всего к 9 точкам. При этом также, как и ранее, планки погрешностей построены для относительных величин.

На рисунке 5.3*b* показаны полученные зависимости усредненных магнитных характеристик тонкопленочных образцов от угла осаждения. Неодинаковость состава пленок, а также другие причины, как уже упоминалось ранее, приводят к большому разбросу величин, измеренных в различных точках образцов всех серий. Тем не менее, на графиках отчетливо наблюдается тенденция роста поля анизотропии с увеличением α , от 7.8 Э для $\alpha \approx 1.5^\circ$ до 9 Э для $\alpha \approx 9.5^\circ$, как это и следовало ожидать. В тоже время, с ростом угла осаждения убывает средняя эффективная намагниченность насыщения M_s , от 1048 Гс до 1026 Гс, и увеличивается ширина линии ФМР, примерно на 0.5 Э.

Интересно заметить, что падение намагниченности с ростом угла осаждения является известным фактом, который обычно объясняется увеличением пористости тонкой пленки [74]. Однако при ФМР исследовании объем образца в основном влияет только на амплитуду сигнала, но не на его частотно-полевою зависимость. Поэтому изменение намагниченности с ростом угла осаждения в данном случае можно связать не с уменьшением плотности образца, а с ростом отклонения (дисперсии) магнитных моментов от направления внешнего намагничивающего поля, вызванного наличием дефектов, включений и т.п., а также внутренними напряжениями [170]. Это подтверждается и поведением ширины резонансной кривой ΔH , увеличение которой с ростом угла осаждения может быть обусловлено несобственными (возникающими из-за наличия дефектов) спин-спиновыми релаксационными процессами (см. главу 1 и 3).

5.2 Эффект компенсации наведенной одноосной магнитной анизотропии в наклонно-осажденных пленках пермаллоя

В предыдущей части главы было экспериментально показано, что даже небольшие отклонения потока осаждаемых атомов от нормали к плоскости подложки приводят к заметным изменениям магнитных характеристик тонких пленок. В частности, было обнаружено, что косое осаждение с малыми углами наклона

индуцирует в пленках магнитную одноосную анизотропию, величина которой является функцией угла наклона. Эти факты определили цель дальнейших исследований – изучение конкурентной связи между двумя близкими по величине, но взаимно ортогональными магнитными анизотропиями, индуцированными наклонным осаждением и приложенным во время осаждения магнитным полем.

5.2.1 Постановка и описание эксперимента

Исследуемый образец магнитной пленки был изготовлен вакуумным термическим распылением пермаллоя исходного состава в весовых процентах $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}$ на полированную неподогретую стеклянную подложку размером $10 \times 10 \times 0.5$ мм. Напыление производилось из алуновдого тигля со скоростью $10 \text{ \AA}/\text{с}$, при этом подложка в вакуумной камере располагалась на расстоянии 240 мм от тигля под небольшим углом нормали своей плоскости к направлению молекулярного луча так, как показано на рисунке 5.4. Учитывая расхождение молекулярного луча по конусу при выходе из тигля, для выбранной геометрии (см. рисунок 5.4) угол падения атомов α плавно изменялся от 7° до 9.2° в пределах размера подложки вдоль ее плоскостной оси.

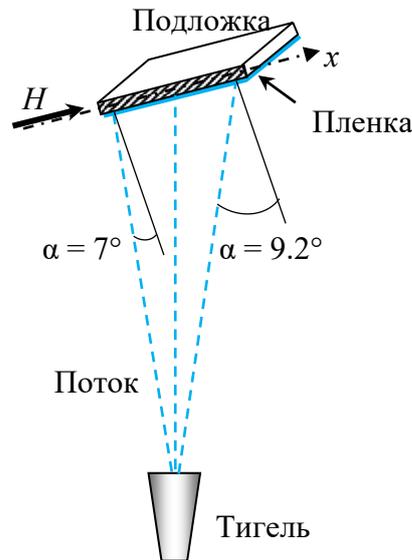


Рисунок 5.4. Схема наклонного осаждения пермаллоевой пленки в планарном постоянном магнитном поле H .

Как было показано ранее, косое напыление магнитного материала приводит к возникновению одноосной магнитной анизотропии H_{α}^a , примерно пропорциональной углу α , с осью легкого намагничивания, направленной ортогонально плоскости падения атомов. В тоже время, постоянное магнитное поле, приложенное во время напыления в плоскости подложки, формирует одноосную анизотропию вдоль направления поля. В нашем эксперименте планарное внешнее однородное магнитное поле $H = 200$ Э прикладывалось при напылении так, чтобы наведенная полем анизотропия H_H^a была ортогональна анизотропии H_{α}^a , формируемой наклонным падением молекулярного луча (см. рисунок 5.4). После изготовления образца его толщина $d = 61$ нм и состав $\text{Ni}_{83.7}\text{Fe}_{16.3}$ (весовых процентов) определялись с помощью рентгеноспектрального флуоресцентного анализа.

5.2.2 Исследование образца методом ФМР и анализ экспериментальных данных

Измерение характеристик магнитной анизотропии на локальных участках осажденной таким образом тонкой пленки проводилось на автоматизированном сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса (ФМР). На исследуемом образце угловые зависимости поля ФМР снимались с локальных участков (площадью ~ 0.8 мм²) с шагом 1 мм вдоль оси пленки, совпадающей с направлением приложенного во время напыления магнитного поля. При этом измерения проводились с использованием СВЧ датчика с частотой накачки $f = 2274$ МГц.

На рисунке 5.5 маркерами показаны зависимости резонансного поля $H_R(\varphi_H)$ и ширины линии ФМР $\Delta H(\varphi_H)$ от угла направления магнитного поля развертки для трех точек с координатами $x = -2$ мм ($\alpha = 7.6^\circ$), 1 мм ($\alpha = 8.3^\circ$) и 4 мм ($\alpha = 9.0^\circ$) относительно центра пленки. Видно, что с увеличением угла осаждения, т.е. с ростом x , существенно меняется не только величина и направление, но и сам характер магнитной анизотропии, индуцированной одновременно внешним магнитным полем и наклонным падением молекулярного луча.

Для более детального анализа полученных экспериментальных данных были определены значения эффективных полей анизотропии и направлений осей легкого намагничивания из угловых зависимостей $H_R(\varphi_H)$. Напомним, что в основе

используемой методики определения этих эффективных параметров, подробно описанной во второй главе, лежит разложение энергии планарной магнитной анизотропии в ряд Фурье по азимутальному углу намагниченности.

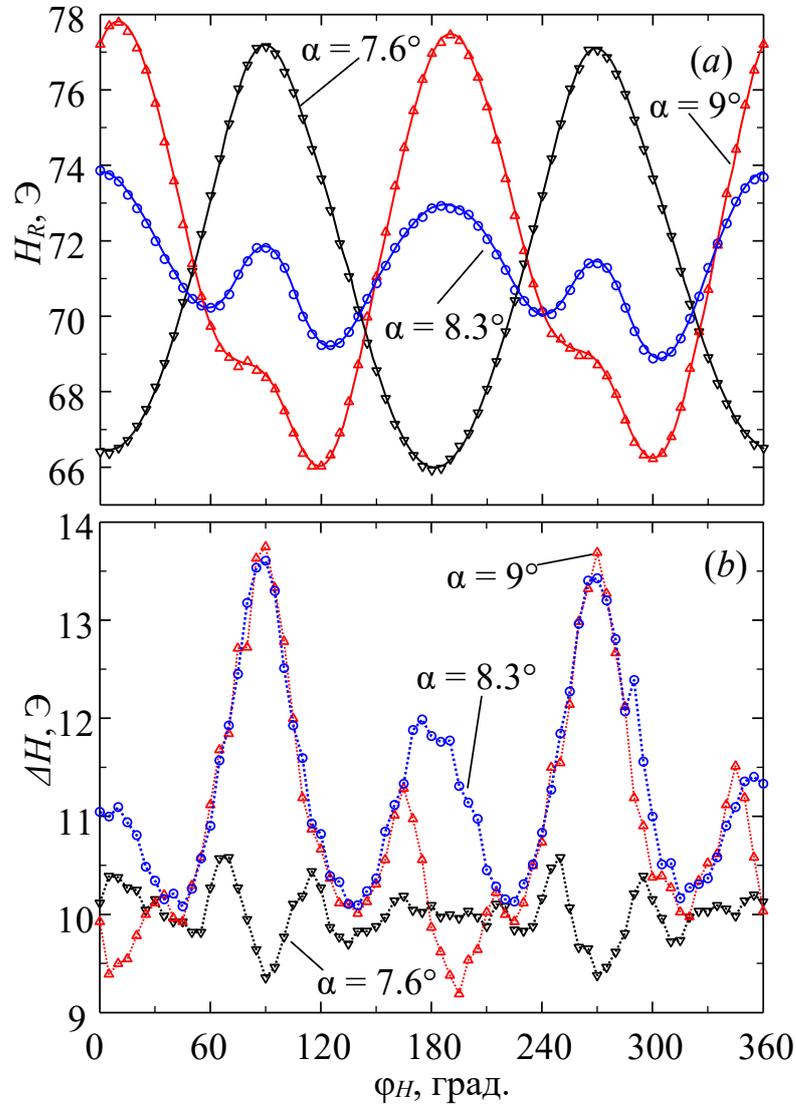


Рисунок 5.5. Зависимости поля резонанса H_R (a) и ширины линии ФМР ΔH (b) от направления относительно оси x образца магнитного поля развертки для локальных участков в точках $x = -2$ мм ($\alpha = 7.6^\circ$), $x = 1$ мм ($\alpha = 8.3^\circ$) и $x = 4$ мм ($\alpha = 9.0^\circ$). Маркеры – эксперимент, сплошные линии – расчет.

В результате было установлено, что помимо поля одноосной анизотропии (анизотропии второго порядка) H_2^a , существенный вклад в экспериментально наблюдаемые угловые зависимости $H_R(\phi_H)$ оказывают эффективные поля анизотропии высших порядков, учет которых позволяет получить достаточно хорошее совпадение с экспериментом теоретических зависимостей, показанных линиями на рисунке 5.5. Для

иллюстрации на рисунке 5.6 маркерами представлены эффективные параметры доминирующих вкладов в суммарную анизотропию второго, четвертого и шестого порядков, найденные для всех измеренных участков магнитной пленки.

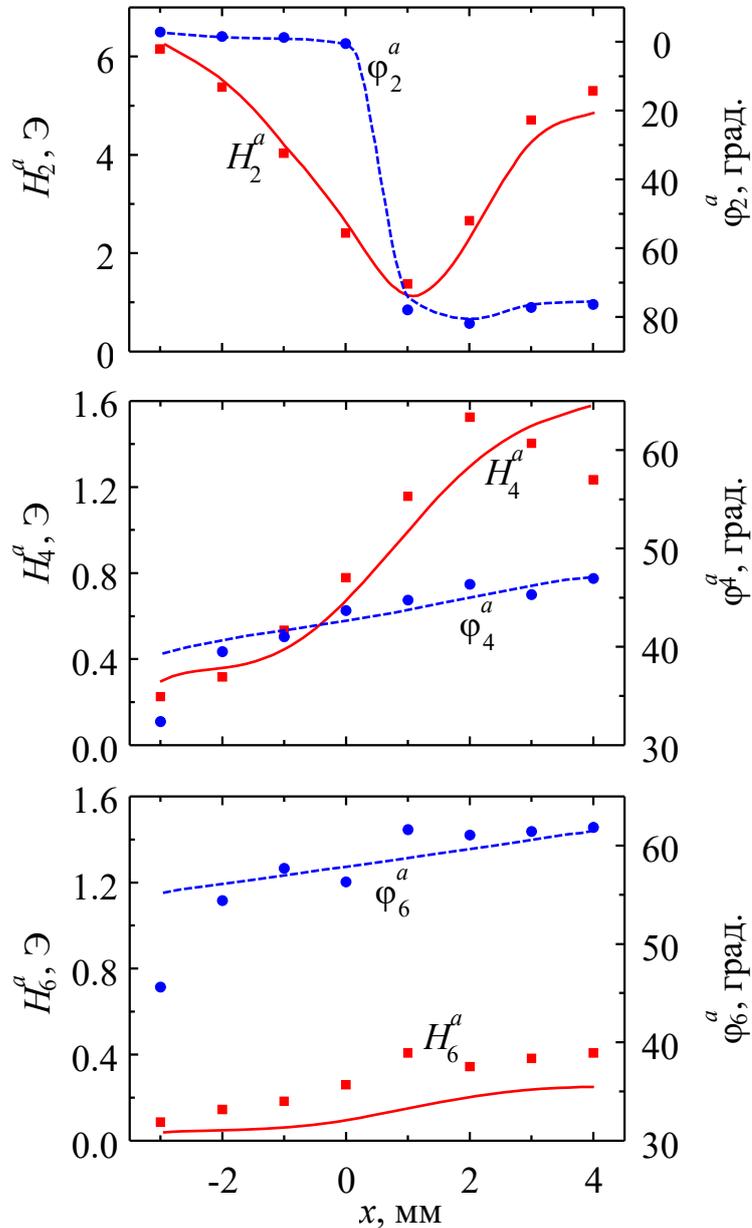


Рисунок 5.6. Величины полей анизотропии второго, четвертого и шестого порядков $H_{2,4,6}^a$ и углов их осей легкого намагничивания $\varphi_{2,4,6}^a$, вычисленные по угловым зависимостям поля ФМР для локальных участков вдоль оси образца (маркеры), и рассчитанные микромагнитным моделированием двухслойной структуры – линии.

Зависимости $H_2^a(x)$ и $\varphi_2^a(x)$ (см. рисунок 5.6) отражают конкурентную «борьбу» между двумя механизмами формирования результирующей магнитной анизотропии. При небольших углах падения атомов на подложку ($x < 1$ мм) доминирует анизотропия,

наведенная магнитным полем, поэтому направление оси легкого намагничивания одноосной анизотропии $\varphi_2^a(x) \approx 1.5^\circ$ практически совпадает с направлением магнитного поля присутствовавшего во время напыления.

По мере увеличения угла падения атомов α и соответствующего роста магнитной анизотропии косоугольного напыления H_α^a , происходит сначала значительное уменьшение одноосной анизотропии пленки $H_2^a(x)$, а затем при $x > 1$ мм почти такое же нарастание. Минимум анизотропии в точке $x \approx 1$ мм показывает почти полную взаимную компенсацию H_α^a и H_H^a , что означает их примерное равенство. При дальнейшем увеличении угла α ($x > 1$ мм) начинает доминировать магнитная анизотропия, наведенная наклонным падением атомов, поэтому происходит резкий поворот φ_2^a примерно на 80° к направлению оси легкого намагничивания анизотропии косоугольного напыления H_α^a .

Обнаруженный эффект компенсации одноосной магнитной анизотропии имеет вполне очевидную природу – он является результатом простого сложения двух взаимно-ортогональных и близких по своей величине одноосных магнитных анизотропий различной природы. Например, аналогичный эффект компенсации ранее наблюдался, но в магнитоупругих пермаллоевых пленках с искусственно созданными в них упругими напряжениями, в случае когда наведенная внешним магнитным полем одноосная анизотропия была сформирована ортогонально магнитоупругой [103]. Однако существует принципиальное отличие результатов, представленных в настоящей главе, от полученных ранее. Это отличие заключается в том, что в исследуемом образце магнитная анизотропия, кроме второго порядка, дополнительно проявляет симметрию четвертого и шестого порядков.

На рисунке 5.6 маркерами показаны зависимости эффективных полей анизотропии $H_4^a(x)$ и $H_6^a(x)$, а также углов направления их осей легкого намагничивания $\varphi_4^a(x)$, $\varphi_6^a(x)$, построенные для локальных участков исследуемого образца по снятым угловым зависимостям резонансного поля $H_R(\varphi_H)$. Видно, что с увеличением угла падения атомов α наблюдается значительный рост поля анизотропии четвертого порядка и небольшое изменение направления оси легкого намагничивания. При этом в точке компенсации ($x \approx 1$) величина этого поля $H_4^a = 1.16$ Э близка к

значению поля одноосной анизотропии $H_2^a = 1.37$ Э, а при $x = 2$ оно достигает своего максимального значения $H_4^a = 1.52$ Э. Поле анизотропии шестого порядка H_6^a практически монотонно возрастает с увеличением α , однако имеет небольшой локальный максимум в точке компенсации $x \approx 1$ мм. При этом величина этого поля не превышает 0.5 Э.

5.2.3 Микромагнитный анализ модели пленки, состоящей из двух обменносвязанных слоев с различными параметрами магнитной анизотропии

Наличие в результирующей магнитной анизотропии исследуемого образца составляющих высокого порядка H_4^a и H_6^a может свидетельствовать о существовании в пленке обменносвязанных областей или фаз с различными магнитными параметрами [171,172]. В частности, о возможности формирования магнитной анизотропии четвертого порядка в двухслойных композитных системах с различными для каждого слоя параметрами одноосной анизотропии говорят результаты экспериментальных и теоретических исследований, представленных в работах [173-175]. Интересно также отметить, что модели таких двухслойных пленок использовались и для объяснения экспериментально наблюдаемых особенностей высокочастотного спектра неоднородных по толщине тонких ферромагнитных пленок [176,177].

Наклонное падение атомов во время осаждения пленки, как уже обсуждалось ранее, приводит к формированию пространственно неоднородной морфологии микрокристаллической структуры образца, которая благодаря магнитостатическому взаимодействию и создает магнитную анизотропию косоугольного напыления. Опыт показывает [178,179], что пористость, шероховатость и другие неоднородности микрокристаллической структуры, как правило, возрастают по толщине пленки от подложки к ее поверхности. Поэтому в первом приближении наклонно-осажденную тонкую пленку можно рассматривать в виде магнитной структуры, состоящей из двух обменносвязанных слоев, описываемых некоторыми усредненными эффективными параметрами (см. рисунок 5.7).

В рамках этой гипотезы, будем считать, что в нижнем слое толщиной d_1 пленка остается практически однородной. Это значит, что в ней наведенная наклонным

падением атомов анизотропия отсутствует, но, очевидно, существует одноосная анизотропия, наведенная магнитным полем. При этом верхний слой толщиной d_2 характеризуется как анизотропией косого напыления с усредненными по толщине эффективными параметрами H_α^a и $\varphi_\alpha^a(x)$, так и анизотропией наведенной магнитным полем с эффективными параметрами H_H^a и φ_H^a . Для простоты, будем считать, что намагниченность насыщения M_s , константа обмена A , а также параметры H_H^a и φ_H^a , имеют постоянные значения во всем объеме пленки, как по толщине, так и в ее плоскости.

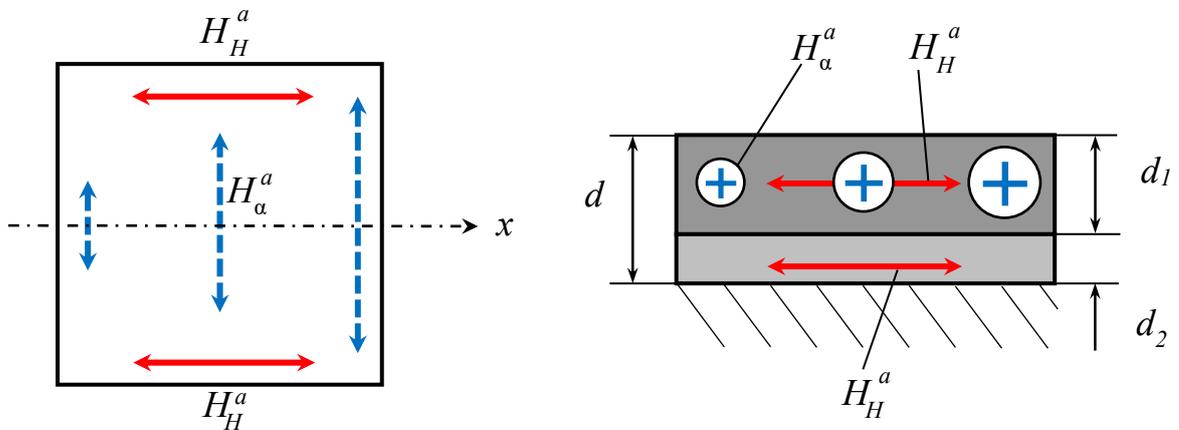


Рисунок 5.7. Двухслойная модель магнитной пленки с одноосными анизотропиями, наведенными магнитным полем H_H^a и наклонным осаждением H_α^a .

Правомерность выдвинутой гипотезы и хорошее соответствие двухслойной модели пленки реальному образцу подтверждают результаты исследования эффективной магнитной анизотропии рассматриваемой двухслойной структуры с помощью программы численного микромагнитного моделирования (см. главу 2), которая позволяет с высокой достоверностью изучать не только статические, но и высокочастотные свойства ферромагнитных материалов. Как и в реальном физическом эксперименте, эффективные поля анизотропии и соответствующие им направления осей легкого намагничивания, определялись из угловых зависимостей резонансного поля $H_R(\varphi_H)$, полученных микромагнитным расчетом.

Проведенные микромагнитные исследования позволили определить параметры теоретической модели, для которых рассчитанные характеристики наиболее близко соответствуют измеренным характеристикам реального образца. Толщина первого,

ближайшего к подложке слоя в двухслойной модели пленки $d_1 = 12.2$ нм ($d_1/d = 0.2$), намагниченность насыщения $M_s = 734$ Гс, константа обмена $A = 0.025 \times 10^6$ эрг/см, параметр затухания 0.0062. Параметры наведенной магнитным полем одноосной анизотропии $H_H^a = 14.4$ Э и $\varphi_H^a = -2.07^\circ$, которые остаются постоянными, как уже отмечалось, во всем объеме пленки. При этом оптимальные значения поля анизотропии косоугольного напыления H_α^a и направления оси легкого намагничивания φ_α^a изменяются от угла падения атомов, поэтому зависят от координаты x (рисунок 5.8). Следует также отметить, что в моделировании использовались двумерные периодические граничные условия для обменного и магнитостатического взаимодействия.

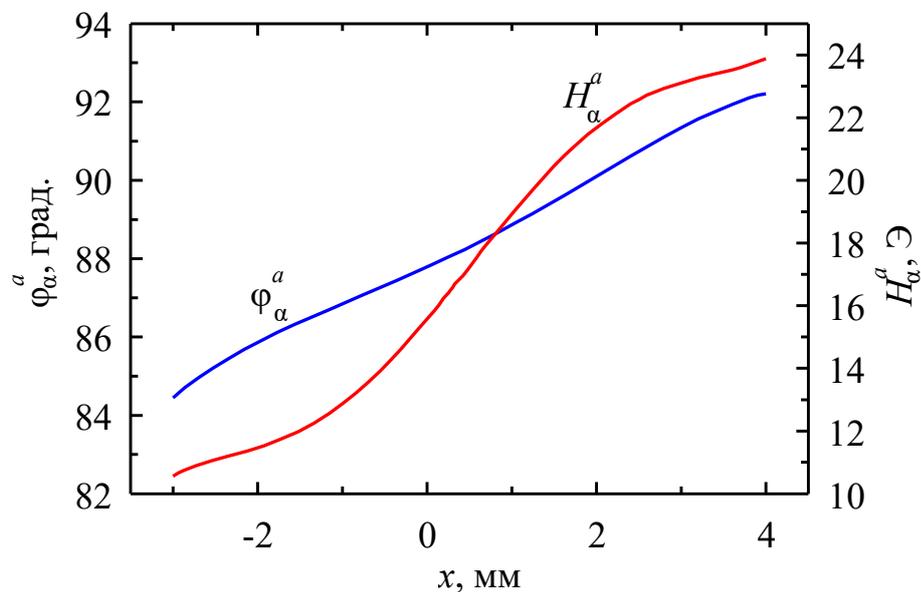


Рисунок 5.8. Зависимости параметров магнитной анизотропии, наведенной наклонным падением молекулярного луча, от координаты локального участка образца, полученные на основе микромагнитного моделирования двухслойной структуры.

Зависимости эффективных полей одноосной анизотропии H_2^a , анизотропии четвертого H_4^a и шестого H_6^a порядков, а также углов направления их осей легкого намагничивания, полученные численным микромагнитным анализом двухслойной модели пленки, представлены линиями на рисунке 5.6. Сплошные линии отражают зависимости эффективных полей H_n^a , а штриховые — углов φ_n^a . Наблюдаемое в целом достаточно хорошее согласие результатов микромагнитного моделирования двухслойной структуры с экспериментальными данными доказывает правомерность

выдвинутой гипотезы, объясняющей возникновение магнитной анизотропии высших порядков в наклонно осажденной пленке, находящейся при напылении в плоскостном магнитном поле. Однако необходимо отметить, что рассмотренная простая двухслойная модель не объясняет наблюдаемое в эксперименте снижение эффективного поля анизотропии H_4^a при $x > 2$ мм ($\alpha > 8.5^\circ$), а значение поля анизотропии шестого порядка H_6^a , полученное микромагнитным расчетом, отличается от экспериментально измеренного примерно в два раза.

Важно отметить, что наблюдаемое в эксперименте уширение линии ферромагнитного резонанса в точках $x = 1$ мм и $x = 4$ мм на рисунке 5.5b может также свидетельствовать в пользу выдвинутой гипотезы. В работе [176] показано, что из-за неоднородного состояния намагниченности в образцах, состоящих из двух магнитомягких обменносвязанных слоев с расположенными под прямым углом в плоскости легкими осями, однородным высокочастотным полем может возбуждаться серия резонансных ФМР мод. Мы полагаем, что наложение резонансных пиков этих мод, с плохо разделенными из-за большого параметра затухания частотами, приводит к наблюдаемому на рисунке 5.5b уширению линии ФМР.

5.3 Выводы

Таким образом, с помощью измерений методом локального ферромагнитного резонанса было установлено, что даже небольшое отклонение луча атомов от нормали к подложке ($\sim 1^\circ$ - 3°) оказывает достаточно сильное влияние на основные магнитные характеристики тонких (~ 50 нм) пленок пермаллоя. Было показано, что увеличивающаяся с ростом угла осаждения магнитная одноосная анизотропия обусловлена существованием в косо-осажденных пленках внутренних напряжений. В тоже время, обнаруженное падение эффективной намагниченности насыщения пленок и одновременный рост ширины линии ФМР с увеличением угла осаждения могут быть связаны с наличием в образцах структурных несовершенств, возникающих из-за эффекта самозатенения.

Исследования магнитных свойств образцов, изготовленных при небольшом отклонении потока атомов от нормали подложки, были продолжены изучением природы формирования магнитной анизотропии тонкой пермаллоевой пленки, полученной

вакуумным термическим напылением при наклонном падении молекулярного луча в присутствии магнитного поля. В результате в исследуемом образце был обнаружен эффект компенсации одноосной магнитной анизотропии, и формирование анизотропии четвертого и шестого порядков.

Для объяснения наблюдаемых эффектов была выдвинута и обоснована гипотеза о возможном существовании в наклонно-осажденных в магнитном поле пленках двух обменносвязанных слоев с различными параметрами одноосной магнитной анизотропии. Данная гипотеза подтверждается результатами микромагнитного моделирования. Однако анизотропные свойства пленки, полученные микромагнитным расчетом ее простой двухслойной модели, достаточно хорошо согласуются с измеренными характеристиками на реальном образце только для одноосной анизотропии. Эта модель не объясняет уменьшение эффективного поля анизотропии четвертого порядка, наблюдаемое в эксперименте, но при «больших» углах падения атомов ($\alpha > 8.5^\circ$), и занижает экспериментально наблюдаемую величину поля анизотропии шестого порядка примерно в два раза.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы:

1. Установлено, что наличие микрорельефа (системы параллельных канавок с периодом 5 – 80 мкм), сформированного на поверхности подложек тонких пленок NiFe, приводит к значительному уширению линии ферромагнитного резонанса и возникновению максимумов резонансного поля при небольшом отклонении ($\sim 5^\circ$) внешнего планарного поля развертки от направления, ортогонального канавкам.
2. Микромагнитным анализом модели тонкой пленки пермаллоя с периодическими канавками на поверхностях показано, что наблюдаемые в эксперименте эффекты связаны с возбуждением двух нормальных мод колебаний намагниченности. Установлено, что для определенного (близкого к экспериментальному) направления поля развертки относительно канавок, амплитуды и резонансные поля этих мод принимают такие значения, что резонансное поле и ширина линии интегральной кривой поглощения достигают максимума.
3. Численным моделированием доказано, что основным механизмом, отвечающим за зависимость одноосной магнитной анизотропии пленок пермаллоя от угла их осаждения и за перестройку равновесной конфигурации намагниченности, является изменение магнитостатической энергии, связанное с эволюцией столбчатой микроструктуры пленок.
4. Продемонстрирована возможность определения с помощью подхода Нетцельмана среднего наклона столбцов и эллиптичности их поперечных срезов при моделировании тонких наклонно-осажденных магнитных пленок пермаллоя, используя компоненты усредненного по объему образцов поля размагничивания. Предложенная модификация данного подхода, учитывающая неоднородное распределение плотности упаковки по толщине наклонно-осажденных образцов, позволяет уточнить получаемые структурные характеристики.

5. Методом локального ФМР исследовано влияние наклонного осаждения на природу магнитных неоднородностей, а также их распределение по поверхности осаждаемых тонких пленок пермаллоя. Установлено, что даже небольшое отклонение луча атомов от нормали к подложке ($\sim 1^\circ$ - 3°) оказывает сильное влияние на основные магнитные характеристики тонких пленок: эффективную намагниченность насыщения, магнитную одноосную анизотропию, ширину линии ФМР.

6. Обнаружены эффекты компенсации одноосной магнитной анизотропии, а также формирование анизотропии четвертого и шестого порядков в тонкой пермаллоевой пленке, полученной напылением при наклонном падении молекулярного луча в присутствии магнитного поля. Показано, что наблюдаемые эффекты связаны с существованием в таких образцах двух обменно-взаимодействующих слоев с различными параметрами одноосной магнитной анизотропии.

Приложение А

Определение поля одноосной магнитной анизотропии тонкой пленки из петель гистерезиса

Методы определения магнитной анизотропии тонких пленок из формы петель гистерезиса, как правило, основаны на предположении, что перемагничивание происходит без образования доменов. Однако во многих случаях такое приближение оказывается достаточно грубым, а полученные такими методами параметры анизотропии – недостоверными. Для того чтобы решить эту проблему Вебер и др. [161] предложили при исследовании процессов перемагничивания дополнительно использовать постоянное подмагничивающее поле H_B , приложенное перпендикулярно к полю развертки H . Это достаточное для насыщения подмагничивающее поле обеспечивает когерентное вращение намагниченности при любых значениях внешнего поля H .

Рассмотрим тонкую пленку с планарной намагниченностью M_s , помещенную в суммарное магнитное поле двух взаимно ортогональных полей, то есть поля развертки H и поперечного подмагничивающего статического поля H_B , так как показано на рисунке А1. Мы принимаем когерентную модель вращения Стоне-Вольфарта, согласно которой пленка под воздействием полей H и H_B находится в однодоменном состоянии с однородной намагниченностью. Для того чтобы тестируемые образцы соответствовали приближению, использовалось достаточно большое подмагничивающее статическое поле H_B .

Плотность свободной энергии F пленки задается следующим выражением

$$F = -M_s H \sin \delta - M_s H_B \cos \delta \pm K_U \cos^2 \delta. \quad (A1)$$

Входящие в выражение первые два члена описывают энергию Зеемана, а последний – вклад энергии одноосной магнитной анизотропии. При этом верхний знак плюс – соответствует случаю, когда ось легкого намагничивания (ОЛН) лежит вдоль поля H_B , а нижний минус – случаю, когда ОЛН направлена вдоль поля H . Направление намагниченности δ определяется относительно направления подмагничивающего поля H_B .

Равновесная ориентация определяется из минимизации плотности свободной энергии (A1) относительно направления M_s

$$\frac{dF}{d\delta} = -M_s H \cos \delta + M_s H_B \sin \delta \mp 2K_U \sin \delta \cos \delta = 0, \quad (\text{A2})$$

или

$$H \cos \delta - H_B \sin \delta \pm H_a \sin \delta \cos \delta = 0, \quad (\text{A3})$$

где поле одноосной анизотропии $H_a = 2K_U/M_s$. Для достаточно большого статического подмагничивающего поля H_B относительно поля анизотропии H_a и поля развертки H направление намагниченности δ имеет значение близкое к нулю. В этом случае равновесный угол определяется

$$\delta = \frac{H}{H_B \mp H_a}. \quad (\text{A4})$$

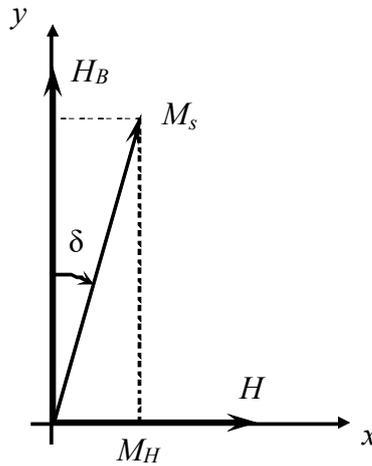


Рисунок А1. Модель тонкой магнитной пленки.

Кривая намагничивания описывается уравнением $M_H = \chi H$, где χ – восприимчивость магнитной пленки, а $M_H = M \sin \delta$. В окрестностях нулевого значения поля развертки ($H = 0$) с учетом (А4) имеем $\chi = M_s / (H_B \mp H_a)$, откуда

$$H_a = \pm (M_s \chi^{-1} - H_B). \quad (\text{A5})$$

Измерив при развертке поля H вдоль или ортогонально ОЛН наклон кривой намагничивания χ/M_s , на основании (А5) имеем значение H_a .

Приложение Б

Магнитометрический тензор размагничивающих факторов наклонноосажденной тонкой магнитной пленки

В случае однородно намагниченного тела внутреннее поле размагничивания \mathbf{H}_d и связанное с этим полем плотность магнитной энергии F_d могут быть удобно выражены с помощью тензора размагничивания. Для эллипсоидального тела,

$$\mathbf{H}_d = -N\mathbf{M}, \quad (\text{Б1})$$

выражается точно, где \mathbf{M} – вектор намагниченности образца, а N – тензор размагничивания, который зависит только от длины и ориентации главных осей эллипсоида [118]. Плотность энергии размагничивания

$$E_d = -\frac{1}{2}\mathbf{M}\mathbf{H}_d = \frac{1}{2}\mathbf{M}N\mathbf{M}. \quad (\text{Б2})$$

Микроскопическим источником этой энергии является магнитостатическое (диполь-дипольное) взаимодействие элементарных магнитных моментов.

В общем случае, у однородно намагниченного произвольного тела внутреннее поле не однородно. Но можно показать [162], что если \mathbf{H}_d заменить средним однородным полем $\langle \mathbf{H}_d \rangle_V$, то существует некий эффективный (магнитометрический) тензор размагничивания для которого будет справедливо уравнение (Б1). Поведение такого тела в некотором отношении будет эквивалентно эллипсоидальному с соответствующими размерностями [162].

Используя микромагнитное моделирование несложно получить значения компонент усредненного по объему поля размагничивания $\langle \mathbf{H}_d \rangle_V$, а с помощью формулы (Б1) определить компоненты магнитометрического тензора размагничивания. В общем случае наклонноосажденных пленок, когда при вакуумном осаждении плоскость падения частиц на подложку совпадает с плоскостью уз, компоненты симметричного тензора N имеют вид

$$N = \begin{bmatrix} N_{11} & 0 & 0 \\ 0 & N_{22} & N_{23} \\ 0 & N_{23} & N_{33} \end{bmatrix}. \quad (\text{Б3})$$

Для того чтобы привести его к диагональному виду, необходимо перейти от связанной с пленкой системы координат xuz к системе $x'y'z'$, оси которой совпадают с главными осями тензора N (см. рисунок Б1). Тогда матрица перехода (преобразования)

$$T(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}, \quad (\text{Б4})$$

где угол поворота θ определяется из выражения [180]

$$\operatorname{tg} 2\theta = -\frac{2N_{23}}{N_{33} - N_{22}}. \quad (\text{Б5})$$

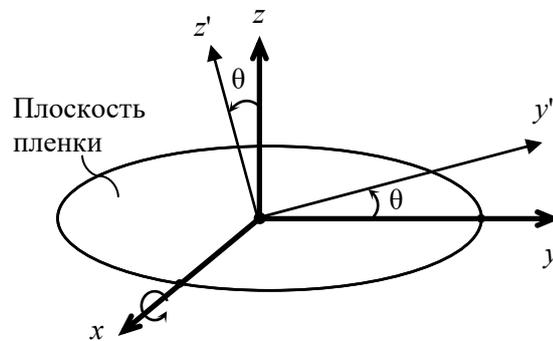


Рисунок Б1. Преобразование системы координат.

При переходе от одного базиса к другому, определяемым матрицей преобразования T , преобразование компонентов тензора второго ранга N определяется выражением $N^* = TNT'$, где T' означает транспонированную матрицу T , а

$$N^* = \begin{bmatrix} N_1 & 0 & 0 \\ 0 & N_2 & 0 \\ 0 & 0 & N_3 \end{bmatrix}. \quad (\text{Б6})$$

Тогда компоненты диагонального тензора N^* определяются как [180]

$$\begin{aligned} N_1 &= N_{11}, \\ N_2 &= \frac{1}{2}(N_{22} + N_{33}) - r, \\ N_3 &= \frac{1}{2}(N_{22} + N_{33}) + r, \\ r &= \sqrt{\frac{1}{4}(N_{33} - N_{22})^2 + N_{23}^2}. \end{aligned} \quad (\text{Б7})$$

Из-за большой величины размагничивающего поля вдоль оси z' магнитный момент пленки при относительно небольших полях внешнего магнитного поля лежит в плоскости xu' . Если обозначить в системе координат $xu'z'$ компоненты вектора $\mathbf{M} = (M_s \sin \varphi; M_s \cos \varphi; 0)$, где φ – угол между вектором \mathbf{M} и осью u' , плотность энергии размагничивающего поля (Б2) будет иметь

$$F_d = \frac{M_s^2}{2} (N_1 \sin^2 \varphi + N_2 \cos^2 \varphi) = \frac{M_s^2}{4} (N_1 + N_2) + \frac{M_s^2}{4} (N_2 - N_1) \cos 2\varphi. \quad (\text{Б8})$$

Тогда поле одноосной магнитной анизотропии связанное с размагничивающим полем в тонкой наклонноосажденной пленке

$$H_k = \frac{2K}{M_s} = M_s (N_2 - N_1), \quad (\text{Б9})$$

где константа магнитной анизотропии $K = [F_d(\varphi=0^\circ) - F_d(\varphi=90^\circ)]$. Необходимо отметить, что в случае если $H_k > 0$, из (Б9) следует, что ось легкого намагничивания совпадает с осью x , в противном случае с осью u' .

Список литературы

1. Heinrich B., Bland J.A.C. *Ultrathin Magnetic Structures IV*. Berlin: Springer, 2005.
2. Lagarkov A., Rozanov K. High-frequency behavior of magnetic composites // *J. Magn. Magn. Mater.*, Vol. 321, 2009. pp. 2082–2092.
3. Krawczyk M., Grundler D. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure // *J. Phys.: Condens. Matter*, Vol. 26, 2014. P. 123202.
4. Fassbender J., Strache T., Liedke M.O., Marko D., Wintz S., Lenz K., Keller A., Facsko S., Mönch I., McCord J. Introducing artificial length scales to tailor magnetic properties // *New Journal of Physics*, Vol. 11, 2009. P. 125002.
5. Gallardo R., Banholzer A., Wagner K., Körner M., Lenz K., Farle M., Lindner J., Fassbender J., Landeros P. Splitting of spin-wave modes in thin films with arrays of periodic perturbations: theory and experiment // *New Journal of Physics*, Vol. 16, 2014. P. 023015.
6. Sander D. The magnetic anisotropy and spin reorientation of nanostructures and nanoscale films // *J. Phys.: Condens. Matter*, Vol. 16, 2004. pp. R603–R636.
7. Bisio F., Moroni R., Mongeot F.B., Canepa M., Mattera L. Isolating the step contribution to the uniaxial magnetic anisotropy in nanostructured Fe/Ag(001) films // *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 96, 2006. P. 057204.
8. Korner M., Roder F., Lenz K., Fritzsche M., Lindner J. Quantitative imaging of the magnetic configuration of modulated nanostructures by electron holography // *Small*, Vol. 10, No. 24, 2014. pp. 5161–5169.
9. Barranco A., Borrás A., Gonzalez-Eliphe A.R., Palmero A. Perspectives on oblique angle deposition of thin films: From fundamentals to devices // *Progr. Mat. Science*, Vol. 76, 2016. pp. 59-153.
10. Barsukov I., Landeros P., Meckenstock R., Lindner J., Spoddig D., Li Z.A., Krumme B., Wende H., Mills D.L., Farle M. Tuning magnetic relaxation by oblique deposition // *Phys. Rev. B*, Vol. 85, 2012. P. 014420.
11. Quiros C., Peverini L., Diaz J., Alija A., Blanco C., Velez M., et al. Asymmetric grazing incidence small angle x-ray scattering and anisotropic domain wall motion in obliquely

- grown nanocrystalline Co films // *Nanotechnology*, Vol. 25, 2014. P. 335704.
12. Liedke M.O., Korner M., Lenz K., Fritzsche M., Ranjan M., Keller A., Cizmar E., Zvyagin S.A., Facsko S., Potzger K., Lindner J., Fassbender J. Crossover in the surface anisotropy contributions of ferromagnetic films on rippled Si surfaces // *Phys. Rev. B.*, Vol. 87, 2013. P. 024424.
 13. Korner M., Lenz K., Gallardo R.A., Fritzsche M., A. Mucklich S.F., et al. Two-magnon scattering in permalloy thin films due to rippled substrates // *Phys. Rev. B.*, Vol. 88, 2013. P. 054405.
 14. Maity T., Li S., Keeney L., Roy S. Ordered magnetic dipoles: Controlling anisotropy in nanomodulated continuous ferromagnetic films // *Phys. Rev. B.* , Vol. 86, 2012. P. 024438.
 15. Суху Р. МАГНИТНЫЕ ТОНКИЕ ПЛЕНКИ. Москва: МИР, 1967.
 16. Berkowitz A.E., Schuele W.J., Morey K.R. Anisotropy modifications and domain-wall behavior in grooved films // *IEEE Trans. Magn.* , Vol. MAG-6, No. 1, 1970. pp. 130-135.
 17. Tagami K., Gokan H., Mukainaru M. Magnetic anisotropy of perpendicular media on grooved structure substrate // *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 24, No. 6, 1988. pp. 2344-2347.
 18. Prosen R.J., Gran B.E., Kivel J., Searle C.W., Morrish A.H. Effect of surface roughness on magnetic properties of films // *J. Appl. Phys.*, Vol. 34, No. 4, 1963. pp. 1147-1148.
 19. Ono T., Shinjo T. Magnetoresistance of multilayers prepared on microstructured substrates // *J. Phys. Society of Japan*, Vol. 64, No. 2, 1995. pp. 363-367.
 20. Liedke M.O., Korner M., Lenz K., Grossmann F., Facsko S., Fassbender J. Magnetic anisotropy engineering: Single-crystalline Fe films on ion eroded ripple surfaces // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 100, 2012. P. 242405.
 21. Zutic I., Fabian J., Sarma S.D. Spintronics: Fundamentals and applications // *Reviews of Modern Physics* , Vol. 76, 2004. pp. 323-409.
 22. Briones J., Montaigne F., Lacour D. Local magnetic anisotropy induced by a nanomodulated substrate // *Appl. Phys. Express*, Vol. 3, 2010. P. 073002.
 23. Li S.P., Godsell J.F., Roy S. Topographic anisotropy in continuous magnetic films with two-dimensional surface nanomodulation // *J. Appl. Phys.*, Vol. 108, 2010. P. 093915.
 24. Zhang J., White R.M. Topological coupling in spin valve type multilayers // *IEEE Trans.*

- Magn., Vol. 32, No. 5, 1996. pp. 4630-4635.
25. Korner M., Lenz K., Liedke M.O., Strache T., Mücklich A., Keller A., Facsko S., Fassbender J. Interlayer exchange coupling of Fe/Cr/Fe thin films on rippled substrates // Phys. Rev. B., Vol. 80, 2009. P. 214401.
 26. Berendt J., Teixeira J.M., Garcia-Garcia A., Raposo M., Ribeiro P.A., Dubowik J., Kakazei G.N., Schmool D.S. Tunable magnetic anisotropy in permalloy thin films grown on holographic relief // J. Appl. Phys., Vol. 104, 2014. P. 082408.
 27. Cowburn R.P., Koltsov D.K., Adeyeye A.O., Welland M.E. Single-domain circular nanomagnets // Phys. Rev. Lett. , Vol. 83, No. 5, 1999. pp. 1042-1045.
 28. Ki S., Dho J. Strong uniaxial magnetic anisotropy in triangular wave-like ferromagnetic NiFe thin films // Appl. Phys. Lett., Vol. 106, 2015. P. 212404.
 29. K.V. S., Kumar D., Ganesan V., Gupta A. In-situ study of magnetic thin films on nanorippled Si (1 0 0) substrates // Appl. Surf. Science, Vol. 258, 2012. pp. 4116– 4121.
 30. Arranz M.A., Colino J.M., Palomares F.J. On the limits of uniaxial magnetic anisotropy tuning by a ripple surface pattern // J. Appl. Phys., Vol. 115, 2014. P. 183906.
 31. Martin J.I., Nogues J., Liu K., J.L.V., Schuller I.K. Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties // J. Magn. Magn. Mater. , Vol. 256, 2003. pp. 449–501.
 32. Briones J., Toro P., Encinas A., Caballero L., Denardin J.C., Melo F., Cerda E., Robert S., Lacour D., Montaigne F. Large area patterned magnetic films by depositing cobalt layers on nanowrinkled polydimethylsiloxane templates // Appl. Phys. Lett., Vol. 103, 2013. P. 072404.
 33. Oepts W., Coehoorn R., Kools J.C.S., Jonge W.J.M. Enhanced anisotropy of permalloy layers sputter deposited on V-grooved substrates and tilted surfaces // J. Magn. Magn. Mater., Vol. 218, 2000. pp. 114-120.
 34. Twisselmann D.J., Chambers P.G., Ross C.A., Khanna G., Clemens B.M. Origins of substrate-topography-induced magnetic anisotropy in sputtered cobalt-alloy films // J. Appl. Phys., Vol. 92, 2002. P. 3223.
 35. Kim M.R., Guruswamy S., Johnson K.E. Microstructural origin of inplane magnetic anisotropy in magnetron inline sputtered CoPtCr thin-film disks // J. Appl. Phys., Vol. 74, 1993. P. 4643.

36. Zhang K., Rotter F., Uhrmacher M., Ronning C., Krauser J., Hofsass H. Ion induced nanoscale surface ripples on ferromagnetic films with correlated magnetic texture // *New Journal of Physics*, Vol. 9, 2007. P. 29.
37. Vaz C.A.F., Steinmuller S.J., Bland J.A.C. Roughness-induced variation of magnetic anisotropy in ultrathin epitaxial films: The undulating limit // *Phys. Rev. B.* , Vol. 75, 2007. P. 132402.
38. Wolf S.A., Awschalom D.D., Buhrman R.A., Daughton J.M., Molnar S., Roukes M.L., Chtchelkanova A.Y., Treger D.M. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future // *Science*, Vol. 294, 2001. pp. 1488-1495.
39. Brataas A., Kent A.D., Ohno H. Current-induced torques in magnetic materials // *Nature Mat.*, Vol. 11, 2012. pp. 372-381.
40. Tserkovnyak Y., Brataas A., W.Bauer G.E., Halperin B.I. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures // *Reviews of Modern Physics*, Vol. 77, 2005. pp. 1375-1420.
41. Scheck C., Cheng L., Barsukov I., Frait Z., Bailey W.E. Low relaxation rate in epitaxial vanadium-doped ultrathin iron films // *Phys. Rev. Lett.* , Vol. 98, 2007. P. 117601.
42. Seib J., Steiauf D., Fahnle M. Linewidth of ferromagnetic resonance for systems with anisotropic damping // *Phys. Rev. B.*, Vol. 79, 2009. P. 092418.
43. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. Москва: Наука, 1994.
44. Sparks M. Ferromagnetic resonance in thin films. II. Theory of linewidths // *Phys. Rev. B.*, Vol. 1, No. 9, 1970. pp. 3856-3869.
45. Schlomann E., Zeender J.R. Ferromagnetic Resonance in Polycrystalline Nickel Ferrite Aluminate // *J. Appl. Phys.*, Vol. 29, 1958. pp. 341-343.
46. Schlomann E. Spin-wave analysis of ferromagnetic resonance in polycrystalline ferrites // *J. Phys. Chem. Solids*, Vol. 6, 1958. pp. 242-256.
47. Aranda G.R., Kakazei G.N., Gonzalez J., Guslienko K.Y. Ferromagnetic resonance micromagnetic studies in patterned permalloy thin films and stripes // *J. Appl. Phys.*, Vol. 116, 2014. P. 093908.
48. Sparks M., Loudon R., Kittel C. Ferromagnetic relaxation. I. Theory of the relaxation of the uniform precession and the degenerate spectrum in insulators at low temperatures //

- Phys. Rev., Vol. 122, No. 3, 1961. pp. 791-803.
49. Maranville B.B., Mallett J., Moffat T.P., McMichael R.D., Chen A.P., Egelhoff W.F. Effect of conformal roughness on ferromagnetic resonance linewidth in thin Permalloy films // J. Appl. Phys., Vol. 97, 2005. P. 10A721.
 50. Craus C.B., Palasantzas G., Chezan A.R., Hosson J.T.M.D., Boerma D.O., Niesen L. The influence of the surface topography on the magnetization dynamics in soft magnetic thin films // J. Appl. Phys., Vol. 97, 2005. P. 013904.
 51. McMichael R.D., Twisselmann D.J., Bonevich J.E., Chen A.P., Egelhoff W.F., et al. Ferromagnetic resonance mode interactions in periodically perturbed films // J. Appl. Phys., Vol. 91, 2002. P. 8647.
 52. Abelmann L., Lodder C. Oblique evaporation and surface diffusion // Thin Solid Films, Vol. 305, 1997. pp. 1-21.
 53. Kamiya M., Hara K., Itoh K., Okamoto K., et al. Magnetic analysis of the stress in nickel films obliquely deposited by sputtering // J. Magn. Magn. Mater., Vol. 117, 1992. pp. 232-238.
 54. Besnard A., Martin N., Carpentier L., Gallas B. A theoretical model for the electrical properties of chromium thin films sputter deposited at oblique incidence // J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 44, 2011. P. 215301.
 55. He Y., Fu J., Zhao Y. Oblique angle deposition and its applications in plasmonics // Front. Phys., Vol. 9(1), 2014. pp. 47-59.
 56. Suzuki M. Practical applications of thin films nanostructured by shadowing growth // J. Nanophotonics, Vol. 7, 2013. P. 073598.
 57. Knorr T.G., Hoffman R.W. Dependence of geometric magnetic anisotropy in thin iron films // Phys. Rev., Vol. 113, No. 4, 1959. pp. 1039-1046.
 58. Markov I. Crystal growth for beginners : fundamentals of nucleation, crystal growth, and epitaxy. Singapore: World Scientific Publishing Co., 2003.
 59. Кукушкин С.А., Осипов А.В. Процессы конденсации тонких пленок // Успехи Физических Наук, Т. 168, № 10, 1998. С. 1083-1116.
 60. Hawkeye M.M., Taschuk M.T., Brett M.J. Glancing angle deposition of thin films: engineering the nanoscale. John Wiley & Sons, 2014.

61. Мовчан Б.А., Демчишин А.В. Исследование структуры и свойств толстых вакуумных конденсатов никеля, титана, вольфрама, окиси алюминия и двуокиси циркония // ФММ, Т. 28, № 4, 1969. С. 23-30.
62. Thornton J.A. Influence of apparatus geometry and deposition conditions on the structure and topography of thick sputtered coatings // J. Vac. Science Techn., Vol. 11, 1974. P. 666.
63. Kranenburg H., Lodder C. Tailoring growth and local composition by oblique-incidence deposition: a review and new experimental data // Materials Science and Engineering, Vol. R11, 1994. pp. 295-354.
64. Okamoto K., Hashimoto T., Hara K., Tatsumoto E. Origin of magnetic anisotropy of iron films evaporated at oblique incidence // J. Phys. Society of Japan, Vol. 31, No. 5, 1971. pp. 1374-1379.
65. Hara K., Kamiya M., Hashimoto T., Okamoto K., Fujiwara H. Oblique-incidence anisotropy of the iron films evaporated at low substrate temperatures // J. Magn. Magn. Mater., Vol. 73, 1988. pp. 161-166.
66. Mahieu S., Ghekiere P., Depla D., Gryse R.D. Biaxial alignment in sputter deposited thin films // Thin Solid Films, Vol. 515, 2006. pp. 1229–1249.
67. Smith D.O., Cohen M.S., Weiss G.P. Oblique incidence anisotropy in evaporated Permalloy films // J. Appl. Phys., Vol. 31, 1960. P. 1755.
68. Chen L., Lu T.M., Wang G.C. Incident flux angle induced crystal texture transformation in nanostructured molybdenum films // J. Appl. Phys., Vol. 112, 2012. P. 024303.
69. Cohen M.S. Anisotropy in Permalloy films evaporated at grazing incidence // J. Appl. Phys., Vol. 32, 1961. P. S87.
70. Cohen M.S. Oblique incidence magnetic anisotropy in codeposited alloy films // J. Appl. Phys., Vol. 38, 1967. P. 860.
71. Ozawa K., Yanada T., Masuya H., Sato M., Ishio S., Takahashi M. Oblique incidence effects in evaporated iron thin films // J. Magn. Magn. Mater. , Vol. 35, 1983. pp. 289-292.
72. Lisfi A., Lodder J.C., Wormeester H., Poelsema B. Reorientation of magnetic anisotropy in obliquely sputtered metallic thin films // Phys. Rev. B., Vol. 66, 2002. P. 174420.

73. Kondorsky E.I., Denisov P.P. On the origin of oblique-incidence anisotropy in evaporated cobalt films // *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-6, No. 2, 1970. pp. 167-169.
74. Tanahashi K., Hosoe Y., Futamoto M. Magnetic anisotropy and microstructure of obliquely evaporated Co/Cr thin films // *J. Magn. Magn. Mater.*, Vol. 153, 1996. pp. 265-272.
75. Takeno Y., Iwama Y. Structure and magnetic properties of iron films deposited at oblique incidence // *J. Magn. Magn. Mater.*, Vol. 35, 1983. pp. 293-295.
76. Bijker M.D., Visser E.M., Lodder J.C. Oblique metal deposited thin films for magnetic recording // *Tribology International*, Vol. 31, No. 9, 1998. pp. 553–560.
77. Aitlamine H., Abelmann L., Puchalska I.B. Induced anisotropies in NiCo obliquely deposited films and their effect on magnetic domains // *J. Appl. Phys.*, Vol. 71, 1992. P. 353.
78. Solovev P., Belyaev B., Izotov A. Thin Permalloy films prepared by oblique deposition with small incidence // *INTERMAG-2014 Conference digest Dresden, 2014*. pp. BR-15.
79. Keller A., Peverini L., Grenzer J., Kovacs G.J., Mucklich A., Facsko S. Polycrystalline Ni thin films on nanopatterned Si substrates: From highly conformal to nonconformal anisotropic growth // *Phys. Rev. B.*, Vol. 84, 2011. P. 035423.
80. Maicas M., Ranchal R., Aroca C., Sanchez P., Lopez E. Magnetic properties of permalloy multilayers with alternating perpendicular anisotropies // *Eur. Phys. J. B*, Vol. 62, 2008. pp. 267–270.
81. Oliveira A.B., Rodriguez-Suarez R.L., Michea S., Vega H., Azevedo A., et al. Angular dependence of hysteresis shift in oblique deposited ferromagnetic/antiferromagnetic coupled bilayers // *J. Appl. Phys.*, Vol. 116, 2014. P. 033910.
82. Schmidt D., Hofmann T., Herzinger C., Schubert E., Schubert M. Magneto-optical properties of cobalt slanted columnar thin films // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 96, 2010. P. 091906.
83. Thiagarajah N., Duan H., Asbahi D.L., M Y.S., Leong S. Effect of inter-bit material on the performance of directly deposited bit patterned media // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 101, 2012. P. 152403.
84. Oates T.W.H., Keller A., Noda S., Facsko S. Self-organized metallic nanoparticle and

- nanowire arrays from ion-sputtered silicon templates // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 93, 2008. P. 063106.
85. Barsukov I., Meckenstock R., Lindner J., Moller M., Hassel C., Posth O. Tailoring spin relaxation in thin films by tuning extrinsic relaxation channels // *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 46, No. 6, 2010. pp. 2252-2255.
 86. Zhu X., Wang Z., Zhang Y., Xi L., Wang J., Liu Q. Tunable resonance frequency of FeNi films by oblique sputtering // *J. Magn. Magn. Mater.*, Vol. 324, 2012. pp. 2899-2901.
 87. Phuoc N.N., Ong C.K. Tailoring thermal stability behaviour of magnetic thin films by hybrid oblique gradient-composition sputtering // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 46, 2013. P. 485002.
 88. Alameda J.M., Torres M., Lopez F. On the physical origin of in-plane anisotropy axis switch in oblique-deposited thin films // *J. Magn. Magn. Mater.*, Vol. 62, 1986. pp. 209-214.
 89. Munster E. Calculation of the magnetic properties of oblique-incidence thin films // *J. Magn. Magn. Mater.*, Vol. 92, 1990. pp. 279-283.
 90. Wolfe J.H., Ling R.K., Kawakamia W.L., Qiu Z.Q. Roughness induced in plane uniaxial anisotropy in ultrathin Fe films // *J. Magn. Magn. Mater.*, Vol. 232, 2001. pp. 36-45.
 91. Bubendorff J.L., Zabrock S., G.G., Hajjar S., Jaafar R., et al. Origin of the magnetic anisotropy in ferromagnetic layers deposited at oblique incidence // *Europhys. Lett.*, Vol. 75(1), 2006. pp. 119-125.
 92. Fang Y.P., He W., Liu H.L., Zhan Q.F., et al. Surface morphology and magnetic anisotropy of obliquely deposited Co/Si(111) films // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 97, 2010. P. 022507.
 93. Suzuki M., Taga Y. Numerical study of the effective surface area of obliquely deposited thin films // *J. Appl. Phys.*, Vol. 90, 2001. P. 5599.
 94. Kaminska K., Suzuki M., Kimura K., Taga Y., Robbie K. Simulating structure and optical response of vacuum evaporated porous rugate filters // *J. Appl. Phys.*, Vol. 95, 2004. P. 3055.
 95. Vick D., Brett M.J. Conduction anisotropy in porous thin films with chevron

- microstructures // *J. Vac. Science Techn.*, Vol. 24, 2006. pp. 156-165.
96. Charles C., Martin N., Devel M. Optical properties of nanostructured WO₃ thin films by GLancing Angle Deposition: Comparison between experiment and simulation // *Surf. Coat. Techn.*, Vol. 276, 2015. pp. 136–140.
97. Hewitt W. Microwave resonance absorpption in ferromagnetic semiconductors // *Phys. Rev.*, Vol. 73, 1948. pp. 1118 -1119.
98. Welch A.J.E., Nicks P.F., Fairweather A., Roberts F.F. Natural ferromagnetic resonance // *Phys. Rev.*, Vol. 77, 1950. P. 403.
99. VanVleck J.H. Concerning the theory of ferromagnetic resonance absorption // *Phys. Rev.*, Vol. 78, No. 3, 1950. pp. 266-274.
100. Mitchell A.H. Ferromagnetic Relaxation by the Exchange Interaction between Ferromagnetic Electrons and Conduction Electrons // *Phys. Rev.*, Vol. 105, No. 5, 1957. pp. 1439-1444.
101. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // *Phys. Zs. Sowjet.*, Vol. 8, 1935. P. 153.
102. Gilbert T.L. A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials // *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 40, No. 6, 2004. pp. 3443-3449.
103. Беляев Б.А., Изотов А.В. Исследование влияния упругих напряжений на анизотропию магнитных пленок методом ферромагнитного резонанса // *ФТТ*, Т. 49, № 9, 2007. С. 1651-1659.
104. Беляев Б.А., Лексиков А.А., Макиевский И.Я., Тюрнев В.В. Спектрометр ферромагнитного резонанса // *Приборы и техника эксперимента*, Т. 3, 1997. С. 106-111.
105. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков А.А. Сканирующий спектрометр ферромагнитного резонанса для диагностики характеристик тонких магнитных пленок // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*, Т. 67, № 9, 2001. С. 23.
106. Belyaev B.A., Izotov A.V., Leksikov A.A. Magnetic Imaging in Thin Magnetic Films by Local Spectrometer of Ferromagnetic Resonance // *IEEE Sensors Journal*, Vol. 5, No. 2, 2005.
107. Farle M. Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers // *Rep. Prog. Phys.*, Vol. 61,

1997. pp. 755–826.
108. Heinrich B., Bland J.A.C. *Ultrathin Magnetic Structures II*. Berlin: Springer, 2005.
109. Бе́ляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. Особенность высокочастотной восприимчивости тонких магнитных пленок с одноосной анизотропией // Письма в ЖЭТФ, Т. 74, № 4, 2001. С. 248-252.
110. Бе́ляев Б.А., Изотов А.В. Особенности ферромагнитного резонанса в анизотропных магнитных пленках с метастабильным состоянием магнитного момента // Письма в ЖЭТФ, Т. 76, № 3, 2002. С. 209-213.
111. Вертц Д., Болтон Д. Теория и практические приложения метода ЭПР. Москва: МИР, 1975.
112. Belyaev V.A., Izotov A.V., Solovov P.N. Competing magnetic anisotropies in obliquely deposited thin permalloy film // *Physica B*, Vol. 481, 2016. pp. 86-90.
113. Бе́ляев Б.А., Изотов А.В. Исследование методом ФМР анизотропных свойств эпитаксиальной пленки Fe₃Si на вицинальной поверхности Si(111) // Письма в ЖЭТФ, Т. 103, № 1, 2016. С. 44-49.
114. Кобелев А.В., Перепелкина М.В., Романюха А.А., Степанов А.П., и др. Определение магнитных параметров пленок методом ФМР: численное моделирование угловой зависимости резонансного поля // ЖТФ, Т. 60, № 5, 1990. С. 117-123.
115. Manuilov S.A., Khartsev S.I., Grishin A.M. Pulsed laser deposited Y₃Fe₅O₁₂ films: Nature of magnetic anisotropy I // *J. Appl. Phys.*, Vol. 106, 2009. P. 123917.
116. Бе́ляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я., Скоморохов Г.В. Синтез и исследование магнитных характеристик нанокристаллических пленок кобальта // ФТТ, Т. 50, № 4, 2008. С. 650-656.
117. Suhl H. Ferromagnetic resonance in nickel ferrite between one and two kilomegacycles // *Phys. Rev.*, Vol. 97, No. 2, 1955. pp. 555-557.
118. Skomski R. *Simple Models of Magnetism*. New York: Oxford University Press, 2008.
119. Lindner J., Farle M. Magnetic anisotropy of heterostructures // *STMP*, Vol. 227, 2007. pp. 45-96.
120. Donahue M.J., Porter D.G. Interagency Report NISTIR 6376. National Institute of

Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1999.

121. Scholz W., Fidler J., Schrefl T., Suess D. Scalable parallel micromagnetic solvers for magnetic nanostructures // *Comp. Mat. Science*, Vol. 28, 2003. pp. 366–383.
122. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков А.А. Микромагнитный расчет равновесного распределения магнитных моментов тонких пленок // *ФТТ*, Т. 52, № 8, 2010. С. 1549-1556.
123. Изотов А.В., Беляев Б.А., Валиханов М.М., Поленга С.В., Стефанюк А.В. Алгоритм расчета равновесного состояния ферромагнетика на основе метода множителей Лагранжа // *Выч. мет. программирование*, Т. 13, № 4, 2012. С. 551–558.
124. Изотов А.В., Беляев Б.А. Метод расчета микроволнового спектра поглощения в дискретной модели ферромагнетика // *Изв. вузов. Физика*, Т. 53, № 9, 2011. С. 21.
125. Беляев Б.А., Изотов А.В. Микромагнитный расчет магнитостатических мод колебаний ортогонально намагниченного диска железо-иттриевого граната // *ФТТ*, Т. 55, № 12, 2013. С. 2370-2378.
126. Lindholm E., Nickolls J., Oberman S., Montrym J. NVIDIA Tesla: A Unified Graphics and Computing Architecture // *IEEE Micro*, Vol. 28, No. 2, 2008. pp. 39-55.
127. Lopez-Diaz L., Aurelio D., Torres L., Martinez E., et al. Micromagnetic simulations using Graphics Processing Units // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 45, 2012. P. 323001.
128. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., et al. The design and verification of MuMax3 // *AIP Advances*, Vol. 4, 2014. P. 107133.
129. Jermain C.L., G.E.Rowlands, R.A.Buhrman, D.C.Ralph. GPU-accelerated micromagnetic simulations using cloud computing // *J. Magn. Magn. Mater.* , Vol. 401, 2016. pp. 320–322.
130. Браун У.Ф. Микромагнетизм. Москва: Наука, 1979.
131. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков А.А., Сержантов А.М., Соловьев П.Н., Лемберг К.В. Экспериментальное и теоретическое исследование влияния на высокочастотные свойства тонких магнитных пленок искусственной текстуры подложек // *Изв. вузов. Физика.*, Т. 56, № 8/2, 2013. С. 263-266.
132. Belyaev V.A., Izotov A.V., Leksikov A.A., Serzhantov A.M., Lemberg K.V., Solovev P.N. Thin magnetic films with artificial texture on substrate: microwave properties //

Solid State Phenomena, Vol. 215, 2014. pp. 233-236.

133. Соловьев П.Н., Беляев Б.А. Двухмагнонные процессы релаксации в тонких пленках с периодически модулированной поверхностью // Современные проблемы радиоэлектроники: сб. науч. тр. Красноярск, 2016.
134. Беляев Б.А., Казаков А.В., Лексиков А.А., Макиевский И.Я. Установка для изготовления рисунков металлических полосок микрополосковых СВЧ-устройств // Приборы и техника эксперимента, No. 1, 1998. pp. 167-168.
135. Соловьёв П.Н., Беляев Б.А. Исследование влияния температуры подложки на основные характеристики осажденных в вакууме тонких магнитных пленок различного состава // Современные проблемы радиоэлектроники: сб. науч. тр. Красноярск, 2012. С. 360-364.
136. Соловьёв П.Н., Беляев Б.А. Исследование влияния неоднородностей внешнего магнитного поля на свойства тонких магнитных пленок, получаемых вакуумным напылением // Современные проблемы радиоэлектроники: сб. науч. тр. Красноярск, 2013. С. 320-325.
137. Hulsenberg D., Harnisch A., Bismarck A. Microstructuring of Glasses. Berlin: Springer, 2008.
138. Ардамацкий А.Л. Алмазная обработка оптических деталей. Ленинград: Машиностроение, 1978.
139. Rupp W.J. Mechanism of the diamond lapping process // Applied Optics, Vol. 13, No. 6, 1974. pp. 1264-1269.
140. Chiu W.C., Endres W.J., Thouless M.D. An experimental study of orthogonal machining of glass // Machining Science and Technology, Vol. 4(2), 1999. pp. 253-275.
141. Seiden P.E., Sparks M. Frequency dependence of the two-magnon ferrimagnetic resonance linewidth // Phys. Rev., Vol. 137, No. 4A, 1965. pp. A1278-A1283.
142. Landeros P., Mills D.L. Spin waves in periodically perturbed films // Phys. Rev. B., Vol. 85, 2012. P. 054424.
143. Arias R., Mills D.L. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films // Phys. Rev. B., Vol. 60, No. 10, 1999. P. 7395.
144. Barsukov I., Romer F.M., Meckenstock R., Lenz K., Lindner J., et al. Frequency

- dependence of spin relaxation in periodic systems // *Phys. Rev. B.*, Vol. 84, 2011. P. 140410(R).
145. Беляев Б.А., Изотов А.В., Соловьев П.Н. Исследование процесса роста и анализ структуры тонких, наклонно осаждаемых пленок // *Изв. вузов. Физика.*, Т. 59, № 2, 2016. С. 120-125.
146. Solovev P., Izotov A., Belyaev B. Micromagnetic simulation of thin obliquely deposited films // *European Conference on Magnetic Sensors and Actuators, Book of Abstract, Vienna, Austria, 2014.* P. 204.
147. Solovev P., Izotov A., Belyaev B. Magnetic anisotropy of obliquely deposited thin films evaluated by micromagnetic modeling // *The International Symposium on Hysteresis Modeling and Micromagnetics, Iasi, Romania, Abstract book, 2015.* P. P34.
148. Krause K., Vick D., Malac M., Brett M. Taking a little off the top: nanorod array morphology and growth studied by focused ion beam tomography // *Langmuir*, Vol. 26, No. 22, 2010. pp. 17558–17567.
149. Seo J., Kim H.Y., Kim J.S. Steering effects on growth instability during step-flow growth of Cu on Cu (1,1,17) // *Phys. Rev. B.*, Vol. 71, 2005. P. 075414.
150. Hubartt B.C., Liu X., Amar J.G. Large-scale molecular dynamics simulations of glancing angle deposition // *J. Appl. Phys.*, Vol. 114, 2013. P. 083517.
151. Karabacak T. Thin-film growth dynamics with shadowing and re-emission effects // *Journal of Nanophotonics*, Vol. 5, 2011. P. 052501.
152. Muller-Pfeiffer S., Kranenburg H., Lodder J.C. A two-dimensional Monte Carlo model for thin film growth by oblique evaporation: simulation of two-component systems for the example of Co-Cr // *Thin Solid Films*, Vol. 213, 1992. pp. 143-153.
153. Pelliccione M., Lu T.M. *Evolution of Thin Film Morphology Modeling and Simulations.* Springer ed. Heidelberg. 2008.
154. Smy T., Vick D., Brett M.J., Dew S.K., Wu A.T., Sit J.C., Harris K.D. Three-dimensional simulation of film microstructure produced by glancing angle deposition // *J. Vac. Science Techn.*, Vol. 18, 2000. pp. 2507-2512.
155. Alvarez R., Gonzalez-Garcia L., P Romero-Gomez V.R., et al. Theoretical and experimental characterization of TiO₂ thin films deposited at oblique angles // *J. Phys. D:*

- Appl. Phys., Vol. 44, 2011. P. 385302.
156. Yamanaka M., Ueda R. Porosity and coercive force in evaporated permalloy thin films // J. Phys. Soc. Japan., Vol. 21, 1966. P. 1607.
157. Квеглис Л.И., Кашкин В.Б. Диссипативные структуры в тонких нанокристаллических пленках: монография. Красноярск: СФУ, 2011.
158. Buze C., Beydaghyan G., Elliott C., Robbie K. Control of power law scaling in the growth of silicon nanocolumn pseudo-regular arrays deposited by glancing angle deposition // Nanotechnology, Vol. 16, 2005. pp. 1986-1992.
159. Bubendorff J.L., Garreau G., Zabrocki S., Berling D., Jaafar R., Hajjar S., Mehdaoui A., Pirri C. Nanostructuring of Fe films by oblique incidence deposition on a FeSi₂ template onto Si(111): Growth, morphology, structure and faceting // Surface Science, Vol. 603, 2009. pp. 373–379.
160. Newell A.J., Williams W., Dunlop D.J. A generalization of the demagnetizing tensor for nonuniform magnetization // J. Geophys. Res, Vol. 98, No. B6, 1993. P. 9551.
161. Weber W., Allenspach R., Bischof A. Determining magnetic anisotropies from hysteresis loops // Appl. Phys. Lett., Vol. 70, 1997. P. 520.
162. Moskowitz R., Torre E.D. Theoretical aspects of demagnetization tensors // IEEE Trans. Magn., Vol. MAG-2, No. 4, 1966. pp. 739-744.
163. Netzelmann U. Ferromagnetic resonance of particulate magnetic recording tapes // J. Appl. Phys., Vol. 68, 1990. P. 1800.
164. Schmool D.S., Rocha R., Sousa J.B., Santos J.A.M., Kakazei G.N. The role of dipolar interactions in magnetic nanoparticles: Ferromagnetic resonance in discontinuous magnetic multilayers // J. Appl. Phys., Vol. 101, 2007. P. 103907.
165. Goode D.A., Rowlands G. The demagnetizing energies of a uniformly magnetized cylinder with an elliptic cross-section // J. Magn. Magn. Mater., Vol. 267, 2003. pp. 373–385.
166. Beleggia M., Graef M.D., Millev Y.T., Goode D.A. Demagnetization factors for elliptic cylinders // J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 38, 2005. pp. 3333–3342.
167. Беляев Б.А., Изотов А.В., Соловьев П.Н. Исследование влияния технологических условий вакуумного напыления тонких магнитных пленок на основные

- характеристики получаемых образцов // Изв. вузов. Физика., Т. 56, № 8/2, 2013. С. 209-212.
168. Belyaev B.A., Izotov A.V., Solovev P.N. The effect of oblique deposition with small incidence on magnetic properties of thin magnetic films // *Solid State Phenomena*, Vol. 215, 2014. pp. 223-226.
169. Соловьев П.Н., Беляев Б.А. Магнитные характеристики тонких пленок пермаллоя, изготовленных при небольшом отклонении потока осаждаемых атомов от нормали к подложкам // *Современные проблемы радиоэлектроники: сб. науч. тр. Красноярск*, 2016.
170. Acher O., Dubuget V., Dubourg S. How to retrieve more information on magnetic films from microwave permeability measurements // *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 44, No. 11, 2008. pp. 2842-2845.
171. Torok E.J., Oredson H.N., Olson A.L. Local regions with biaxial anisotropy in thin polycrystalline ferromagnetic films with uniaxial anisotropy // *J.Appl.Phys.*, Vol. 35, 1964. P. 3469.
172. Yelon A. HighOrder anisotropies in uniaxial magnetic films // *J.Appl.Phys.*, Vol. 38, 1967. P. 325.
173. Goto E., Hayashi N., Miyashita T., Nakagawa K. Magnetization and switching characteristics of composite thin magnetic films // *J.Appl.Phys.*, Vol. 36, 1965. P. 2951.
174. Valcu B., Girt E., Dobin A. Second order anisotropy in exchange spring systems // *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 44, 2008. P. 3554.
175. Valvidares S.M., Alvarez-Prado L.M., Martin J.I., Alameda J.M. Inverted hysteresis loops in magnetically coupled bilayers with uniaxial competing anisotropies: theory and experiments // *Phys. Rev. B*, Vol. 64, 2001. P. 134423.
176. Dubuget V., Thiaville A., Duverger F., Dubourg S., Ache O., Adenot-Engelvin A. Magnetization dynamics of soft films with thickness-dependent anisotropy // *Phys. Rev. B*, Vol. 80, 2009. P. 134412.
177. Dubuget V., Dubourg S., Thibaudeau P., Duverger F. Magnetic anisotropy dispersion with exchange energy in soft ferromagnetic thin films // *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 46, 2010. P. 1139.

178. Kaminska K., Amassian A., Martinu L., Robbie K. Growth of vacuum evaporated ultraporous silicon studied with spectroscopic ellipsometry and scanning electron microscopy // J. Appl. Phys., Vol. 97, 2005. P. 013511.
179. Amassian A., Kaminska K., Suzuki M., Martinu L., Robbie K. Onset of shadowing-dominated growth in glancing angle deposition // Appl. Phys. Lett., Vol. 91, 2007. P. 173114.
180. Най Д. Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц. Москва: Иностран. Лит., 1967.