РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР

В. Л. Миронов

Магнитно-резонансная силовая микроскопия ферромагнитных наноструктур

Учебное пособие для студентов и аспирантов физических специальностей университетов

г. Нижний Новгород

2016 г.

Содержание

Введение	3
1. Магнитно-силовая микроскопия	6
2. Ферромагнитный резонанс	23
3. Магнитно-резонансная силовая микроскопия	30
Заключение	39
Литература	39

Предисловие

Данное учебное пособие посвящено описанию методик сканирующей зондовой микроскопии, основанных на магнитном взаимодействии зонда с образцом. Основным стимулирующим фактором для написания пособия послужили работы по созданию в ИФМ РАН зондового комплекса магнитно-резонансной силовой микроскопии (МРСМ), поддержанные Российским научным фондом (грант 16-12-10254).

Возможно, некоторые места в тексте изложены не совсем понятно или содержат неточности и ошибки. Буду признателен каждому, кто сообщит о замеченных ошибках и любых других недостатках.

Пользуясь случаем, выражаю благодарность сотрудникам ИФМ РАН А.А.Фраерману, Е.В.Скороходову, Е.А.Караштину за многочисленные плодотворные обсуждения. Особую признательность выражаю А.П.Володину (University of Leuven, Belgium) за стимулирующие обсуждения проблем МРСМ и В.А. Быкову (компания "HT-MДТ", г. Зеленоград) за идейную и приборную поддержку всех наших работ.

Введение

За последние 20 лет в исследованиях магнитных наноструктур произошел существенный прогресс, связанный, прежде всего, с развитием методов сканирующей зондовой микроскопии, основанных на магнитном взаимодействии зонда и образца. Наиболее широкое распространение получила магнитно-силовая микроскопия (МСМ) как наиболее простой и эффективный способ исследования магнитных состояний ферромагнитных наноструктур [1,2]. МСМ позволила провести анализ доменной структуры широкого круга нанообъектов, а также исследовать особенности процессов их перемагничивания во внешних полях и под действием локального поля зонда магнитно-силового микроскопа.

В последнее время резко активизировались работы по развитию магнитнорезонансной силовой микроскопии (МРСМ) - нового, быстро развивающегося метода исследований магнитных и СВЧ свойств материалов и наноустройств, сочетающее в себе преимущества сканирующей зондовой микроскопии и методов магнитно-резонансной диагностики. В последнее десятилетие в этой области достигнуты значительные успехи, связанные, прежде всего, с детектированием резонансов предельно малых объектов магнитных моментов единичных электронов и атомных ядер [3,4]. Однако данные рекордные эксперименты требуют создания рафинированных образцов с малой концентрацией магнитных центров и длительных измерений в условиях высокого вакуума и низких температур. Более практически важными и широко востребованными являются научно-исследовательские задачи детектирования локальных магнитных резонансов в «многоатомных» системах твердотельных, органических И биологических наноструктурах.

Первая схема МРСМ была предложена в 1991 г. [5]. Исследуемый нанообъект прикреплялся к балке (кантилеверу) зондового датчика атомно-силового микроскопа (АСМ) и помещался в поле СВЧ индуктора. Магнитный резонанс осуществлялся в малой области образца во внешнем градиентном магнитном поле и регистрировался посредством измерения амплитуды механического резонанса АСМ кантилевера. Дальнейшее развитие МРСМ связано с модификацией схем регистрации магнитных резонансов и увеличением чувствительности механического датчика.

Наиболее простая и практически важная схема МРСМ была предложена в 2008 г. [6]. В данном варианте осуществляется СВЧ накачка образца (с модуляцией на резонансной частоте механических колебаний кантилевера) во внешнем однородном магнитном поле, при этом производится сканирование по частоте накачки или по величине магнитного поля, а магнитный зонд на кантилевере выполняет роль механического сенсора, регистрирующего амплитуду колебаний намагниченности образца. Преимущество данного варианта МРСМ заключается в его простоте и высокой эффективности. В настоящее время данная схема МРСМ получила наиболее широкое распространение.

твердотельным наноструктурам основным B приложении к направлением исследований является изучение ферромагнитного резонанса в наномасштабных ферромагнитных элементах. Один из первых экспериментов по наблюдению локального ФМР был проведен в 1996 г. [7]. Образец в виде тонкой полоски железо-иттриевого гранта крепился к кантилеверу зондового микроскопа. Исследовались спектры ФМР от одной полоски. В дальнейшем были проведены исследования образцов в поле магнитного зонда [6]. Такая схема эксперимента обладает рядом преимуществ. Во-первых, располагая зонд вблизи поверхности исследуемого образца, удается реализовать условия резонанса только в очень ограниченной области образца, обусловленной локальным полем МСМ зонда. Это позволяет при сканировании исследовать пространственные распределения резонансных свойств образцов. С другой стороны, приподнимая зонд можно снизить степень влияния его поля на образец и исследовать спектры и собственные моды колебаний намагниченности образца. Спектры спин-волновых резонансов в субмикронных магнитных дисках были исследованы в работах [6,8]. Было показано хорошее совпадение между экспериментальными и модельными спектрами ФМР. Первые эксперименты по визуализации колебаний намагниченности в пленке пермаллоя вблизи края (краевая мода) и в микрополосках пермаллоя были проведены в недавней работе [9]. Авторами исследовались спектры ФМР в зависимости от расстояния зонд-образец и в различных местах микрополосок. Было показано, что наблюдается резкое отличие ФМР спектров от центральной области микрополоски и от области вблизи края. Кроме того, получены распределения амплитуды ФМР резонанса в зависимости от положения зонда. Визуализация мод колебаний намагниченности в дисках NiFe была проведена в работе [10]. Нелинейные эффекты в таких системах были исследованы теми же авторами в работе [11]. Особую роль играет в МРСМ исследованиях микромагнитное моделирование CBЧ колебаний намагниченности [12].

В последнее время работы по магнитно-резонансной микроскопии получили новый импульс в связи с применением высокочувствительных спиновых датчиков на основе алмазных зондов с дефектами в виде вакансионных центров азота [13,14].

1. Магнитно-силовая микроскопия

Принцип работы магнитно-силового микроскопа (MCM) основан на магнитном взаимодействии зонда с образцом [1]. По существу МСМ представляет собой атомносиловой микроскоп, у которого зонд сделан из магнитного материала. Сила, действующая на такой зонд в магнитном поле в пространстве над образцом, приводит к изгибу консоли. Таким образом, регистрируя величину изгиба консоли, можно контролировать силу магнитного взаимодействия зонда с образцом [15]. В настоящее время МСМ является одним из основных инструментов для изучения распределения намагниченности в магнитных структурах с пространственным разрешением вплоть до 10 нм.

1.1. Взаимодействие зонда МСМ с образцом

Магнитные силы являются дальнодействующими, поэтому в силовом взаимодействии участвует большое число атомов зонда и образца, расположенных не только на их поверхности, но и в более глубоких слоях.



Рис. 1.1. Зонд МСМ в магнитном поле образца.



Рис. 1.2. К расчету взаимодействия зонда МСМ с магнитным полем образца.

Магнитный момент зонда МСМ может быть представлен как суперпозиция элементарных магнитных диполей вида

$$M_p(\vec{r}_p)dV_p, \tag{1.1}$$

где $\vec{M}_{p}(\vec{r}_{p})$ - распределение намагниченности в магнитном покрытии зонда, dV_{p} - элементарный объем (индекс *p* относится к зонду, индекс *s* относится к образцу). Тогда энергия магнитного взаимодействия между зондом и образцом запишется в виде [16-18]

$$E = -\int_{V_p} \vec{M}_p(\vec{r}_p) \vec{H}_s(\vec{r} + \vec{r}_p) dV_p, \qquad (1.2)$$

где \vec{H}_s - поле, создаваемое образцом в точке $\vec{r} + \vec{r}_p$, а \vec{r} – радиус вектор кончика магнитного зонда. Интегрирование производится по объему магнитного слоя зонда V_p (рис. 1.2).

Сила, действующая на зонд, может быть представлена в виде

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}E = \int_{V_p} \vec{\nabla} \Big(\vec{M}_p(\vec{r}_p) \vec{H}_s(r+r_p) \Big) dV_p \,, \tag{1.3}$$

а при отсутствии наведенных токов

$$\vec{F} = \int_{V_p} (\vec{M}_p(\vec{r}_p) \cdot \vec{\nabla}) \vec{H}_s(\vec{r} + \vec{r}_p) dV_p.$$
(1.4)

В МСМ вертикальное отклонение кантилевера от положения равновесия происходит под действием Z- компоненты силы магнитного взаимодействия между зондом и поверхностью образца [19,20]:

$$F_{z} = \int_{V_{p}} \left(M_{px} \frac{\partial H_{sx}}{\partial z} + M_{py} \frac{\partial H_{sy}}{\partial z} + M_{pz} \frac{\partial H_{sz}}{\partial z} \right) dV_{p}, \qquad (1.5)$$

а Z- компонента градиента магнитной силы будет определяться выражением:

$$F'_{z} = \frac{\partial F_{z}}{\partial z} = \int_{V_{p}} \left(M_{px} \frac{\partial^{2} H_{sx}}{\partial z^{2}} + M_{py} \frac{\partial^{2} H_{sy}}{\partial z^{2}} + M_{pz} \frac{\partial^{2} H_{sz}}{\partial z^{2}} \right) dV_{p}.$$
(1.6)

Для получения MCM изображений образцов применяются квазистатические и колебательные методики.

1.2. Квазистатические методики МСМ

МСМ изображение образцов, имеющих слабо развитый рельеф поверхности, получают следующим образом. Во время сканирования зондовый датчик перемещается над образцом на некотором расстоянии h=const при отключенной обратной связи. При этом величина изгиба кантилевера, регистрируемая оптической системой, записывается в виде функции $F_z(x, y)$, представляющей собой распределение силы магнитного взаимодействия зонда с образцом.

Однако, если образец имеет сильно развитый рельеф, то сканирование при h=const может приводить к тому, что на выступающих неровностях поверхности, кроме магнитной силы, на зонд будут действовать также Ван-дер-Ваальсовские и капиллярные силы, которые на расстояниях $z_o \cong 1 \div 10$ нм значительно превышают магнитные [21]. Это приводит к усложнению интерпретации получаемых изображений. Поэтому для образцов с сильно развитым рельефом поверхности применяется двухпроходная методика. В

каждой строке сканирования производится следующая процедура. На первом проходе снимается ACM изображение рельефа в контактном режиме. Затем зондовый датчик отводится от поверхности на некоторое расстояние Z_o , и осуществляется повторное сканирование (рис. 1.3.). Расстояние Z_o выбирается таким образом, чтобы сила Ван-дер-Ваальса была меньше силы магнитного взаимодействия.

На втором проходе датчик перемещается над поверхностью по траектории, повторяющей рельеф образца. Поскольку в этом случае локальное расстояние между зондовым датчиком и поверхностью в каждой точке постоянно, изменения величины изгиба кантилевера в процессе сканирования связаны с неоднородностью магнитных сил, действующих на зонд со стороны образца. Таким образом, итоговый МСМ кадр представляет собой двумерную функцию $F_z(x, y)$, характеризующую распределение силы магнитного взаимодействия зонда с образцом.



Рис. 1.3. Двухпроходная методика регистрации МСМ изображения.

1.3. Колебательные методики МСМ

Применение колебательных методик в магнитно-силовой микроскопии позволяет реализовать большую (по сравнению с квазистатическими методиками) чувствительность и получать более качественные МСМ изображения образцов. С помощью встроенного пьезовибратора возбуждаются колебания кантилевера на частоте вблизи его резонанса. При перемещении зондового датчика вдоль исследуемой поверхности регистрируются изменения параметров колебаний, вызванные магнитным взаимодействием с образцом. Изменения частоты, амплитуды и фазы колебаний кантилевера, помещенного в магнитное поле. определяются следующими неоднородное выражениями (в предположении малости амплитуды колебаний и величины силового взаимодействия) [19,20,22,23]:

$$\Delta \omega = -\frac{\omega_0}{2k} \frac{\partial F_z}{\partial z} , \qquad (1.7)$$

$$\Delta A = -\left(\frac{2A_0Q}{3\sqrt{3k}}\right)\frac{\partial F_z}{\partial z},\tag{1.8}$$

$$\Delta \varphi = -\frac{Q}{k} \frac{\partial F_z}{\partial z} , \qquad (1.9)$$

где ω_0 – резонансная частота, Q – добротность, k - жесткость кантилевера. Z- компонента градиента силы магнитного взаимодействия F_z определяется следующим образом:

$$F_{z}' = \frac{\partial F_{z}}{\partial z} = \int_{V_{p}} \left(M_{px} \frac{\partial^{2} H_{sx}}{\partial z^{2}} + M_{py} \frac{\partial^{2} H_{sy}}{\partial z^{2}} + M_{pz} \frac{\partial^{2} H_{sz}}{\partial z^{2}} \right) dV_{p}.$$
(1.10)

Из формул (1.6–1.10) следует, что при сканировании параметры колебаний кантилевера будут изменяться в тех местах, где магнитное поле, создаваемое образцом, меняется по величине или направлению. Для пленочных магнитных структур это, в основном, границы между доменами (доменные стенки), а для однородно намагниченных субмикронных частиц - их края, где формируются магнитные полюса. Таким образом, получаемое в МСМ изображение (его иногда называют магнитным контрастом) отображает распределение второй пространственной производной магнитного поля вдоль поверхности образца. Оценки показывают [20], что минимальное значение градиента силы, которое можно зарегистрировать, определяется выражением

$$F_z' = \frac{1}{A^*} \sqrt{\frac{4kk_B TP}{\omega_0 Q}}, \qquad (1.11)$$

где A^* – среднеквадратичная амплитуда колебаний кантилевера, k_B - постоянная Больцмана, T – температура, P – полоса пропускания детектора. Из этого выражения следует, что кантилевер должен иметь максимальную резонансную частоту и добротность. На воздухе, при типичных параметрах k = 1 H/м, $\omega_0 = 10^5$ Гц, Q = 100, $A^* = 10$ нм, удается регистрировать $F'_z = 1,3 \times 10^{-4}$ H/м. В вакууме, когда Q возрастает до 10^4 , чувствительность увеличивается до $F'_z < 10^{-5}$ H/м. Проведение измерений при пониженных температурах также повышает чувствительность MCM [24,25].

МСМ изображения при работе кантилевера в колебательном режиме формируются также двумя методами. Первый – это метод постоянной высоты (constant height mode). Он применяется для исследования структур со слабо выраженным рельефом поверхности. При сканировании зондовый датчик движется над поверхностью на некоторой высоте h = const, при этом регистрируется изменение амплитуды или фазы колебаний кантилевера.

Для получения МСМ изображения образцов с сильно развитым рельефом используется двухпроходная методика (tapping/lift mode). В каждой строке сканирования на первом проходе в "полуконтактном" режиме записывается рельеф поверхности. На зондовый датчик движется над образцом втором проходе по траектории, соответствующей рельефу, так, что расстояние между датчиком и поверхностью в каждой точке равно величине $z_0 = const$, определяемой оператором. МСМ изображение формируется посредством регистрации изменений амплитуды или фазы колебаний кантилевера. Таким образом, при построчном сканировании из профилей, полученных при первом проходе, формируется изображение рельефа поверхности, а из профилей, полученных на втором проходе – магнитный контраст от этого же участка поверхности. Однако полностью скомпенсировать влияние рельефа образца не удается. Вследствие конечных размеров рабочей части зонда регистрируемый при первом проходе АСМ профиль поверхности отличается от реального рельефа. Это приводит к некоторым артефактам на МСМ изображениях (так, например, на МСМ изображениях однодоменных наночастиц появляются характерные ореолы, обусловленные неполной компенсацией вклада от рельефа поверхности [26]).

Максимальная чувствительность МСМ достигается при определенных частотах возбуждения кантилевера. При регистрации амплитудного контраста эта частота составляет

$$\omega_{A} = \omega_{0} \sqrt{1 - F_{z0}^{'} / k} \, \left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{8}Q}\right), \qquad (1.12)$$

что соответствует максимальной производной на АЧХ кантилевера во внешнем поле [20,27,28]. При регистрации фазового контраста максимум чувствительности достигается, когда частота возбуждения кантилевера совпадает с резонансной частотой системы кантилевер-зонд-образец:

$$\omega_{\varphi} = \omega_{0} \sqrt{1 - F_{z0}'/k} . \qquad (1.13)$$

Кроме того, для достижения максимального латерального разрешения и чувствительности необходимо также выбирать оптимальные параметры процесса сканирования: минимально возможное значение z_0 и максимально возможную амплитуду колебаний кантилевера, при которых в МСМ изображении еще нет вклада от рельефа образца. Обычно значения этих величин находятся в пределах $z_0 = 10 \div 100$ нм и $A_0 = 1 \div 10$ нм [19]. При достаточно сильном магнитном взаимодействии можно получить серию МСМ изображений на различных высотах сканирования z_0 . С помощью таких измерений удается более подробно исследовать распределение магнитного поля в пространстве над образцом [28]. При проведении МСМ исследований в вакууме добротность кантилевера возрастает в $10 \div 100$ раз, что приводит к существенному увеличению чувствительности микроскопа [24,29].

На рис. 1.4, в качестве примера, представлены МСМ изображения поверхности компьютерного магнитного диска, полученные с помощью различных методик.



Рис. 1.4. МСМ изображения поверхности магнитного диска [30].

- (а) АСМ изображение рельефа поверхности;
- (б) МСМ изображение фазового контраста;
- (в) МСМ изображение амплитудного контраста;
- (г) МСМ изображение распределения силы взаимодействия зонда с поверхностью, полученное по квазистатической методике при *h* = *const*.

Широкое распространение получили зондовые микроскопы, позволяющие проводить МСМ измерения во внешнем магнитном поле [16]. Использование дополнительного внешнего поля позволяет *in situ* изучать процессы перераспределения намагниченности образцов. Для создания полей используются постоянные магниты и электромагниты. Постоянные магниты обладают определенным преимуществом, так как термодрейф образца в микроскопах с постоянным магнитом значительно меньше. В простейшем случае, сканер вместе с образцом помещаются между полюсами достаточно большого магнита. Однако из-за большого зазора между полюсами в таких устройствах не удается получать на образце поля более 400 Э [31]. Наибольшее распространение получили схемы совмещения зондового микроскопа и магнита, когда магнитные полюса расположены максимально близко к образцу, а зазор между полюсами составляет всего несколько миллиметров [32].

Использование дополнительного внешнего поля является также эффективным методом исключения артефактов, связанных с вкладом рельефа поверхности и немагнитных сил в контраст МСМ изображений.

1.4. Зонды магнитно-силового микроскопа

Пространственное разрешение МСМ определяется, в основном, характеристиками магнитного зонда. С одной стороны, для получения высокого контраста в МСМ изображении необходимо использовать зонды с большим магнитным моментом, который определяется объемом магнитного материала и его остаточной намагниченностью. С другой стороны, для увеличения латерального разрешения МСМ необходимо уменьшать размеры кончика зонда, что приводит к уменьшению магнитного момента. Кроме того, магнитное поле зонда влияет на структуру намагниченности образца, а поле образца, в свою очередь, может изменять намагниченность зонда, особенно если он сделан из магнитно-мягкого материала [16]. Все это приводит к тому, что в каждом конкретном случае необходимо подбирать оптимальные параметры зондов и режимы получения МСМ изображений.

Первые МСМ изображения были получены с помощью магнитных зондов, которые представляли собой электрохимически заточенные проволоки из Fe, Ni или Co с углом при вершине порядка 7° и радиусом закругления кончика 30 нм [16,20]. Кончик такого зонда представлял собой одиночный домен с характерным размером порядка 1 мкм. С помощью таких зондов было реализовано латеральное разрешение в 25 нм [33] и даже в 10 нм [34]. Методика получения таких зондов сравнительно проста и хорошо известна (она используется для создания зондов СТМ). Однако в настоящее время зонды из проволок не находят широкого практического применения из-за сложности систем регистрации величины отклонения и амплитуды колебаний при использовании таких зондов. Кроме того, поля рассеивания проволочных зондов велики и они легко перемагничивают исследуемые образцы.

Более широкое распространение в МСМ получили стандартные зондовые датчики ACM, у которых зонд покрыт тонким слоем магнитного материала. Магнитные поля рассеяния в области кончика у таких зондов на порядок меньше, чем у зондов в виде магнитных проволок [20]. Иногда тонкопленочное магнитное покрытие наносится методами электрохимического осаждения, но чаще используются различные методы вакуумного напыления (термическое, магнетронное или лазерное). Немагнитной основой при напылении обычно служат зондовые ACM датчики из Si или Si₃N₄. В качестве магнитных материалов используются как чистые металлы (Ni, Co, Fe), так и более сложные соединения с ферромагнитными свойствами, такие, как $Co_{80}Ni_{20}$, CoPt, NiFe, SmCo. Для защиты от коррозии поверхность магнитных зондов дополнительно покрывают тонким слоем Cr, Pt или Au. Часто, для того чтобы исключить нежелательное касание поверхности магнитным покрытием при одновременных исследованиях рельефа и

магнитных свойств образцов, на кончике МСМ зонда дополнительно наращивают микровыступ из углерода [35].

Для повышения пространственного разрешения МСМ необходимо уменьшать размеры магниточувствительной части зонда. Одним из путей решения данной проблемы является уменьшение методами ионного травления площади магнитного покрытия на МСМ зондах. Технологические этапы изготовление такого зонда схематически показаны на рис. 1.34 (a) [1].



Рис. 1.34. формирование МСМ зондов высокого разрешения методом ионного травления. (а) - формирование магнитной наночастицы на вершине зонда с помощью электронного осаждения углеродного вискера и ионного травления. (б) - электронно-микроскопическое изображение зонда с магнитной наночастицей. Из работы [1].

Стандартный АСМ датчик покрывают пленкой толщиной 50 - 100 нм из магнитного материала. Затем зондовый датчик помещается в сканирующий электронный микроскоп, и в течение 10 - 15 минут вершина зонда облучается сфокусированным электронным пучком. Из-за разложения остаточных углеводородов под электронным пучком на кончике зонда образуется углеродный вискер, который впоследствии служит затеняющей маской при ионном травлении. Время травления и поток ионов подбирается так, чтобы магнитный материал вне вискера полностью удалялся, в то время как углеродный вискер распылялся не полностью. В результате такого травления на вершине зонда под вискером остается маленькая частица магнитного материала. На рис. 1.34 (б) представлены фотографии такого МСМ зонда, полученные с помощью электронного микроскопа. Видимая часть углеродного вискера имеет диаметр приблизительно 50 нм и длину 100 нм.

Для формирования наночастиц на кончике зонда применяются также сфокусированные ионные пучки (см. рис. 1.35) [37].



Рис. 1.35. Формирование МСМ зонда сфокусированным ионным пучком. Из работы [37].

Иногда магнитный материал наносится непосредственно на поверхность углеродного вискера. Такие усовершенствованные МСМ зонды обеспечивают значительно большее пространственное разрешение, чем обычные. Авторам работы [38] с помощью таких зондов удалось получить изображения доменных стенок в ферромагнитной пленке, отстоящих друг от друга на расстоянии 10 - 20 нм.

В последнее время интенсивно развиваются технологии изготовления зондов на основе углеродных нанотрубок. Магнитные зонды формируются посредством покрытия нанотрубок тонкими ферромагнитными слоями, за счет заполнения внутреннего пространства нанотрубок магнитным материалом, а также посредством формирования магнитной наночастицы на свободном кончике нанотрубки [39]. Минимальные размеры таких магнитных частиц достигают 10 нм, что близко к физическому пределу, обусловленному суперпарамагнетизмом малых ферромагнитных частиц [40]. Электронно-микроскопическое изображение МСМ зонда в виде частицы на кончике углеродной нанотрубки представлено на рис. 1.36.



Рис. 1.36. Формирование МСМ зонда в виде наночастицы Ni₃C диаметром 50 нм на конце углеродной нанотрубки, закрепленной на вершине пирамидального АСМ зонда. Из работы [39]

1.5. Компьютерное моделирование при анализе МСМ изображений

Одной из основных задач магнитно-силовой микроскопии является восстановление структуры намагниченности образца по его МСМ изображению. В общем виде математически строго решить такую задачу невозможно. В литературе имеются описания алгоритмов восстановления распределения намагниченности по экспериментальным МСМ изображениям с применением Фурье-анализа [16]; проводились также попытки учесть вклад зонда в МСМ изображение, используя формализм функций Грина [41]. При этом получить достаточно убедительные результаты удавалось только для сравнительно простых случаев, когда образцы представляли собой гладкие пленки с магнитными доменами, намагниченными перпендикулярно поверхности или вдоль поверхности образца.

Обычно решают обратную задачу: моделируют МСМ изображение с учетом реальных форм и возможных распределений намагниченности зонда и образца, а затем сравнивают результаты моделирования с экспериментальными МСМ изображениями. При необходимости проводят коррекцию предполагаемого распределения намагниченности в образце, добиваясь максимального совпадения экспериментальных и расчетных МСМ изображений. В модельных расчетах широко используется приближение, в котором зонд и образец считаются магнитножесткими. В общем же случае при моделировании необходимо учитывать взаимное влияние магнитного поля зонда на локальную намагниченность образца и, соответственно, магнитного поля образца на структуру намагниченности зонда. При моделировании МСМ изображений, получаемых в квазистатических методиках, в каждой точке траектории зонда при сканировании рассчитывается Z-компонента силы взаимодействия зонда с поверхностью:

$$F_{z} = \int_{V_{t}} (\vec{M}_{t}(\vec{r} + \vec{r}_{t}) \cdot \vec{\nabla}) H_{sz}(\vec{r} + \vec{r}_{t} - \vec{r}_{s}) dV_{t} \quad .$$
(1.72)

При моделировании колебательных методик в каждой точке траектории зонда рассчитывается Z-компонента градиента магнитных сил, действующих на зонд со стороны образца:

$$\frac{\partial F_z(\vec{r})}{\partial z} = \int_V \frac{\partial}{\partial z} (\vec{M}_p(\vec{r} + \vec{r}_p) \cdot \vec{\nabla}) \cdot H_{sz}(\vec{r} + \vec{r}_p - \vec{r}_s) dV_p , \qquad (1.73)$$

где $\vec{M}_t(\vec{r}+\vec{r}_t)$ – удельная намагниченность зонда, а $H_{sz}(r+\vec{r}_t-\vec{r}_s)$ - Z-компонента магнитного поля. Часто в модельных расчетах зонд с хорошей точностью аппроксимируется одиночным диполем или монополем [21]. Более точные расчеты проводятся при аппроксимации магнитной части зонда геометрической фигурой, форма которой близка к реальной форме зонда [18,21]. Результаты расчетов, выполненных при таких допущениях, показали достаточно хорошее совпадение с экспериментальными данными.

Наиболее просто MCM изображения моделируются в случаях, когда магнитное поле образца может быть описано аналитической функцией. В более сложных ситуациях приходится применять численные методы и формализм Брауна [42]. Согласно этому подходу, для расчета силового взаимодействия магнитные области зонда и образца разбиваются на физически малые объёмы с однородной намагниченностью. Каждый из таких объемов аппроксимируется одиночным магнитным диполем, имеющим магнитный момент, равный по величине остаточной намагниченности материала.



Рис. 1.37. К расчету силы и градиента силы магнитного взаимодействия между зондом MCM и магнитным образцом.

Таким образом, магнитные области зонда и образца аппроксимируются набором диполей вида

$$\vec{m}_{t}^{i} = \vec{M}_{t}(\vec{r} + \vec{r}_{t}^{i}) \cdot V_{t}^{i} \qquad \vec{m}_{s}^{j} = \vec{M}_{s}(\vec{r}_{s}^{j}) \cdot V_{s}^{j} , \qquad (1.74)$$

где V_t^i и V_s^j - объемы элементов дискретизации зонда и образца соответственно, а \vec{r}_t^i и \vec{r}_s^j - их координаты (рис. 1.37). Тогда Z - компонента поля *j* - го диполя образца в точке *i* - го диполя зонда запишется виде

$$H_{z}^{ij}(\vec{r}+\vec{r}_{t}^{i}-\vec{r}_{s}^{j}) = \frac{3(z+z_{t}^{i}+z_{s}^{j})(\vec{m}_{s}^{j}\vec{r}_{s}^{j})}{\left|\vec{r}+\vec{r}_{t}^{i}-\vec{r}_{s}^{j}\right|^{5}} - \frac{m_{sz}^{j}}{\left|\vec{r}+\vec{r}_{t}^{i}-\vec{r}_{s}^{j}\right|^{3}}.$$
(1.75)

Тогда Z-компонента силы взаимодействия зонда с образцом будет равна

$$F_{z}(\vec{r}) = \sum_{ij} (\vec{m}_{t}^{i} \cdot \vec{\nabla}) H_{z}^{ij}(\vec{r} + \vec{r}_{t}^{i} - \vec{r}_{s}^{j}), \qquad (1.76)$$

а Z компонента градиента силы равна, соответственно,

$$\frac{\partial}{\partial z}F_z(\vec{r}) = \sum_{ij} (\vec{m}_t^i \cdot \vec{\nabla}) \frac{\partial}{\partial z} H_z^{ij}(\vec{r} + \vec{r}_t^i - \vec{r}_s^{\,j}).$$
(1.77)

Во многих практически важных случаях для расчета магнитного контраста и интерпретации МСМ изображений применяется приближение точечного зонда. В данном приближении зонд МСМ можно заменить эффективным одиночным магнитным диполем (рис. 1.38) или даже эффективным монополем (магнитным зарядом) [43,44], расположенными в некоторой точке на оси симметрии зонда.



Рис. 1.38. Эффективный магнитный диполь *m_z* в магнитном поле образца.

В этом случае расчеты взаимодействия зонда с образцом на основе выражений (1.76-1.77) существенно упрощаются. Так, Z-компонента силы взаимодействия зонда с образцом запишется в виде

$$F_z(\vec{r}) = m_z \sum_j \frac{\partial}{\partial z} H_z^j(\vec{r} + \vec{r}_d - \vec{r}_s^j), \qquad (1.78)$$

где m_z - магнитный момент эффективного диполя; \vec{r}_d - радиус-вектор точки внутри зонда, в которой расположен диполь. Однако для зондов с тонкопленочным покрытием модель точечного зонда сталкивается с рядом трудностей. Дело в том, что величина магнитного момента диполя m_z определяется эффективным объемом V_{eff} той магнитоактивной части зонда, которая взаимодействует с полем образца:

$$n_z = M_{0t} V_{eff},$$
 (1.79)

где M_{0t} - остаточная намагниченность материала зонда. Величина V_{eff} , а, следовательно, и величины m_z и \vec{r}_d зависят как от параметров сканирования (в частности, от высоты h прохода зонда над образцом), так и от характерного масштаба спадания магнитного поля в области над поверхностью образца [43,44]. Иная ситуация в случае зондов, имеющих на кончике однодоменную наночастицу. В этом случае эффективный объем зонда определяется объемом наночастицы, так что можно рассчитать абсолютное значение магнитного момента такого зонда.

Для нахождения распределения намагниченности образца (и зонда) широко используются численные микромагнитные расчеты, основанные на поиске квазистационарного распределения направлений локальных магнитных моментов, соответствующего минимуму свободной энергии системы. При этом объем магнитного образца разбивается на физически малые ячейки с однородной намагниченностью. Намагниченность внутри каждой *j*-ой ячейки аппроксимируется точечным магнитным диполем. Тогда минимуму свободной энергии образца соответствует стационарное решение системы уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта для всего ансамбля локальных диполей [45]:

$$\frac{d\vec{m}_{s}^{j}}{dt} = -\gamma \left[\vec{m}_{s}^{j} \times \vec{H}_{eff}^{j}\right] - \frac{\lambda}{\left|\vec{m}_{s}^{j}\right|^{2}} \left[\vec{m}_{s}^{j} \times \left[\vec{m}_{s}^{j} \times \vec{H}_{eff}^{j}\right]\right], \ (j = 1, \dots N),$$
(1.80)

где γ – гиромагнитное отношение, λ – константа затухания, \vec{m}_s^j – *j*-ый локальный магнитный диполь, \vec{H}_{eff}^j – полное эффективное магнитное поле.

$$\vec{H}_{eff}^{j} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial \vec{m}_s^{j}}, \qquad (1.81)$$

где E – полная магнитная энергия системы. При вычислении энергии E учитываются энергия магнитной анизотропии, обменное и диполь - дипольное взаимодействие между локальными диполями. Кроме того, можно учитывать взаимодействие образца с внешним магнитным полем, что дает возможность моделировать изменения доменной структуры исследуемого объекта в процессах намагничивания и перемагничивания. Решение системы уравнения (1.80) производится численно методом последовательных итераций.

В последнее время большую популярность приобрел программный комплекс OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework), широко используемый для расчета структур намагниченности ферромагнитных микро- и наноструктур. Данная программа является разработкой Национального института стандартов и технологии США и свободно распространяется через Интернет по лицензии *public domain* (<u>http://math.nist.gov/oommf</u>).

Во многих случаях компьютерное моделирование дает хорошее совпадение рассчитанных и экспериментальных МСМ изображений, что является свидетельством адекватности представлений о структуре намагниченности, полученных с помощью магнитно-силовой микроскопии [26,46].

1.6. МСМ исследования ферромагнитных наноструктур

Состояния намагниченности ферромагнитных наночастиц

Наиболее просто состояния намагниченности и соответствующие МСМ изображения анализируются для малых (субмикронных) частиц. В качестве примера, на рисунке рис. 1.39 приведены экспериментальное МСМ изображение массива однородно намагниченных эллиптических дисков Со размерами 600×400×20 нм и соответствующие модельные распределения намагниченности и МСМ контраста [47]. Как видно из рисунка МСМ контраст содержит характерные максимум и минимум, соответствующие магнитным полюсам частицы.



Рис. 1.39. (а) - экспериментальное МСМ изображение частиц Со размером 600×400×20 нм. Размер кадра 6 × 6 мкм. (б) - распределение намагниченности, соответствующее однородному состоянию в частице Со. (в) - модельное МСМ изображение однородно намагниченной частицы. Из работы [47].



Рис. 1.40. (а) - экспериментальное МСМ изображение эллиптических дисков Со размером 600 × 400 × 27 нм. (б) - распределение намагниченности, соответствующее одновихревому состоянию в частице Со данных размеров. (в) - модельное МСМ изображение эллиптического магнитного вихря. Из работы [47].

С увеличением толщины дисков их магнитное состояние становится вихревым. На рис. 1.40 приведены МСМ изображения эллиптических дисков Со с латеральными размерами 400 × 600 × 27 нм. В таких дисках реализуется эллиптический магнитный вихрь[47,48].

Состояния намагниченности крестообразных частиц

Другим интересным объектом являются ферромагнитные частицы крестообразной формы. В них при определенных условиях реализуется распределения в виде гиперболического магнитного вихря (называемые часто – антивихрь) [49]. На рис. 1.41 приведено СЭМ изображения массива крестообразных частиц Со.





В зависимости от аспектного соотношения (отношения длины плеча креста к его ширине) в таких частицах могут реализовываться различные распределения намагниченности. Ha рис. 1.42 1.45 приведены модельные распределения соответствующие экспериментальные намагниченности И модельные MCM И изображения.



Рис. 1.42. Вихревое состояние крестообразной частицы с малым (менее 1/2) аспектным соотношением. (а) Модельное распределение намагниченности. (б) Модельное МСМ изображение. (в) Экспериментальное МСМ изображение. Из работы [49].



Рис. 1.43. Квазиоднородное состояние крестообразной частицы намагниченной по диагонали. (а) Модельное распределение намагниченности. (б) Модельное МСМ изображение. (в) Экспериментальное МСМ изображение. Из работы [49].



Рис. 1.44. Квазиоднородное состояние крестообразной частицы намагниченной вдоль плеча креста. (а) Модельное распределение намагниченности. (б) Модельное МСМ изображение. (в) Экспериментальное МСМ изображение. Из работы [49].



Рис. 1.45. Гиперболический магнитный вихрь в крестообразной частице. (а) Модельное распределение намагниченности. (б) Модельное МСМ изображение. (в) Экспериментальное МСМ изображение. Из работы [49].

Массивы частиц с перпендикулярной анизотропией.

В многослойных структурах CoPt, состоящих из тонких слоев Co и Pt, реализуется одноосная анизотропия и такие пленки имеют намагниченность направленную перпендикулярно плоскости образца. Такие структуры перспективны для применения в устройствах записи и хранения информации. Большой интерес представляют состояния намагниченности и процессы перемагничивания субмикронных нанодисков CoPt. В частности, магнитным моментом таких частиц можно управлять с помощью зонда MCM. На рис. 1.46, в качестве примера, приведено СЭМ изображение массива части CoPt диаметром 35 нм [50]. Во внешнем поле весь массив намагничиваеся в одном направлении. Соответствующее MCM изображение участка массива частиц приведено на рис. 1.47. На MCM изображении частицам в исходном состоянии соответствуют области светлого контраста.



Рис. 1.46. СЭМ изображение массива частиц СоРt диаметром 35 нм. Период 120 нм. (Масштабная метка белого цвета соответствует 200 нм). Из работы [50].



Рис. 1.47. МСМ изображение участка массива частиц CoPt диаметром 35 нм. Все частицы намагничены вдоль оси Z. Из работы [50].

Направление намагниченности любой частицы можно изменить на противоположное. С этой целью расстояние между зондом и образцом сокращается вплоть до тех пор пока не произойдет перемагничивание частицы полем зонда МСМ [*]. Процесс перемагничивания иассива частиц зондом МСМ продемонстрирован на рис. 1.48.



Рис. 1.48. Последовательные МСМ изображения одного и того же участка массива частиц CoPt в процессе локального перемагничивания полем зонда: (а) - МСМ изображение первой инвертированной частицы; (б) – МСМ изображение двух инвертированных частиц; (в) – изображение трех частиц; (г) – изображение области МСМ записи в виде регулярно расположенных четырех частиц с инвертированным магнитным моментом. Размер кадра - 700 × 700 нм. Из работы [50].

2. Ферромагнитный резонанс

В ферромагнетиках магнитные моменты атомов связаны сильным обменным взаимодействием. Поэтому колебания намагниченности ферромагнетиков представляют собой коллективные связанные движения большого числа осцилляторов. Для описания ферромагнетиков используется континуальная модель среды.

Важным обстоятельством при анализе динамики ферромагнетиков является то, что при температурах ниже температуры Кюри модуль намагниченности $|\vec{M}|$ остается постоянным и все изменения магнитного состояния связаны только с изменением ориентации вектора \vec{M} в пространстве. В соответствие с этим, с хорошей точностью динамика намагниченности ферромагнетиков описывается уравнением Ландау-Лифшица (ЛЛ) [51]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \left[\vec{M} \times \vec{H}_{eff} \right] + \frac{\lambda}{M^2} \left[\vec{M} \times \left[\vec{M} \times \vec{H}_{eff} \right] \right], \tag{2.1}$$

где γ - гиромагнитное отношение, λ - постоянная затухания, M - намагниченность в насыщении. В уравнении \vec{H}_{eff} - эффективное локальное поле, определяемое следующим соотношением:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{\partial E}{\partial \vec{M}},$$
(2.2)

где внутренняя энергия ферромагнетика Е определяется как

$$E = E_{ext} + E_{ex} + E_{an} + E_{ms} \, .$$

Уравнение ЛЛ отражает тот факт, что модуль $|\vec{M}|$ остается постоянным, так что это уравнение описывает прецессию вектора намагниченности вокруг направления эффективного магнитного поля. Действительно, рассмотрим простейший случай бездиссипативного движения магнитного момента однородно намагниченного ферромагнетика в постоянном внешнем поле \vec{H} . Будем пренебрегать внутренними полями образца. Тогда уравнение ЛЛ принимает следующий вид:

$$\frac{\partial \bar{M}}{\partial t} = -\gamma \Big[\vec{M} \times \vec{H} \Big]. \tag{2.3}$$

В проекциях на оси координат (рис. 2.1) получаем:

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = -\gamma \Big[M_y H_z \Big], \tag{2.4}$$

$$\frac{\partial M_{y}}{\partial t} = \gamma \left[M_{x} H_{z} \right], \tag{2.5}$$

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = 0.$$
(2.6)

Производя дифференцирование по времени уравнений (2.4) и (2.5) получаем систему уравнений второго порядка:

$$\frac{\partial^2 M_x}{\partial t^2} - \gamma^2 H_z^2 M_x = 0, \qquad (2.7)$$

$$\frac{\partial^2 M_y}{\partial t^2} - \gamma^2 H_z^2 M_y = 0, \qquad (2.8)$$

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = 0.$$
(2.9)

Из уравнений видно, что компоненты $M_{_{x}}$ и $M_{_{y}}$ совершают колебания с частотой

$$\omega_0^2 = \gamma^2 H_z^2 \,. \tag{2.10}$$

С другой стороны, у нас имеются два условия:

$$M_z = const \,, \tag{2.11}$$

$$M^2 = const . (2.12)$$

Отсюда следует, что

$$M_x^2 + M_y^2 = const \tag{2.13}$$

и, следовательно, вектор \vec{M} совершает прецессионное движение вокруг оси, совпадающей с направлением поля \vec{H} . При этом *x* и *y* компоненты намагниченности колеблются со сдвигом фазы $\pi/2$, так что поперечная компонента \vec{M} (\vec{M}_{\perp}) вращается против часовой стрелки.



Рис. 2.1. Прецессия вектора намагниченности вокруг направления внешнего магнитного поля *H*.

Учет процессов релаксации приводит к тому, что прецессионное движение затухает со временем и вектор намагниченности ориентируется вдоль эффективного магнитного поля в образце. Рассмотрим движение магнитного момента во внешнем однородном поле \vec{H} с учетом затухания. Пусть поле направлено по оси *z*. Проецируя уравнение (2.1) на оси координат получаем следующую систему:

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = \frac{\lambda H}{M^2} \left(M^2 - M_z^2 \right), \tag{2.14}$$

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = -\gamma H M_y - \frac{\lambda H}{M^2} M_z M_x, \qquad (2.15)$$

$$\frac{\partial M_{y}}{\partial t} = \gamma H M_{x} - \frac{\lambda H}{M^{2}} M_{z} M_{y}.$$
(2.16)

Решение данной системы уравнений для малых отклонений от равновесной намагниченности может быть представлено в виде [51]:

$$M_x = M_\rho \exp(-t/\tau) \cos \omega_0 t , \qquad (2.17)$$

$$M_{y} = M_{\rho} \exp\left(-t/\tau\right) \sin \omega_{0} t , \qquad (2.18)$$

$$M_{z} = M \left(1 - \left(\frac{M_{\rho}}{M}\right)^{2} \exp\left(-2t/\tau\right) \right)^{\overline{2}}, \qquad (2.19)$$

где M_{ρ} есть значение величины проекции намагниченности на плоскость *x*, *y* в начальный момент времени. Характерное время релаксации равно:

$$\tau = \frac{M}{\lambda H}.$$
(2.20)

Таким образом, система (2.14)-(2.16) описывает релаксационную прецессию магнитного момента, схематически представленную на рис. 2.2.



Рис. 2.2. Прецессия вектора намагниченности с учетом затухания.

Иногда уравнение движения магнитного момента записывают несколько иначе [51, 52]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma^* \left[\vec{M} \times \vec{H}_{eff} \right] + \frac{\alpha_0}{M} \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right].$$
(2.21)

_

Это уравнение называется уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ). В уравнении ЛЛГ диссипативный член пропорционален скорости изменения намагниченности.

Уравнения (2.1) и (2.21) переходят одно в другое при следующей связи между параметрами [51]:

$$\gamma^* = \gamma (1 + \alpha_0^2), \qquad (2.22)$$

$$\alpha_0 = \frac{\lambda}{\gamma M}.$$
(2.23)

Во внешнем переменном магнитном поле наблюдается явление ферромагнитного резонанса (ФМР). Вначале рассмотрим простой пример ФМР однородно намагниченного ферромагнетика в слабом магнитном поле \vec{h}_{\sim} . Пренебрежем магнитной анизотропией, полями размагничивания и потерями. Представим внешнее магнитное поле и намагниченность образца в виде:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}_{\sim}, \qquad (2.24)$$

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}_{\sim}, \qquad (2.25)$$

где $\vec{H_0}$ постоянное подмагничивающее поле, а $\vec{h_2}$ переменное магнитное поле ($\vec{h_2} \ll \vec{H_0}$, $\vec{h_2} \perp \vec{H}$), $\vec{M_0}$ средняя намагниченность, параллельная полю $\vec{H_0}$, а $\vec{m_2}$ малая гармоническая составляющая намагниченности. Тогда уравнение ЛЛ без затухания может быть представлено в виде:

$$\frac{\partial \left(\vec{M}_{0} + \vec{m}_{\sim}\right)}{\partial t} = -\gamma \left[\left(\vec{M}_{0} + \vec{m}_{\sim}\right) \times \left(\vec{H}_{0} + \vec{h}_{\sim}\right) \right].$$
(2.26)

Продольная и поперечная проекции этого уравнения есть:

$$\frac{\partial M_0}{\partial t} = \left[\vec{M}_0 \times \vec{H}_0 \right], \tag{2.27}$$

$$\frac{\partial \vec{m}_{\sim}}{\partial t} = -\gamma \left[\vec{M}_{0} \times \vec{h}_{\sim} \right] - \gamma \left[\vec{m}_{\sim} \times \vec{H}_{0} \right] - \gamma \left[\vec{m}_{\sim} \times \vec{h}_{\sim} \right].$$
(2.28)

Первое уравнение, как и прежде, описывает прецессию равновесного магнитного момента. Пренебрегая величиной $\left[\vec{m}_{\sim} \times \vec{h}_{\sim}\right]$ второго порядка малости, имеем следующее уравнение для переменной составляющей намагниченности:

$$\frac{\partial \vec{m}_{\sim}}{\partial t} + \gamma \left[\vec{m}_{\sim} \times \vec{H}_{0} \right] = -\gamma \left[\vec{M}_{0} \times \vec{h}_{\sim} \right].$$
(2.29)

Будем искать гармонические решения этого уравнения методом комплексных амплитуд. Запишем внешнее поле и переменную намагниченность в виде:

$$\vec{h}_{\sim} = \vec{h} \exp(i\omega t), \qquad (2.30)$$

$$\vec{m}_{\sim} = \vec{m} \exp(i\omega t), \qquad (2.31)$$

где \vec{h} и \vec{m} - комплексные амплитуды. После подстановки в (2.29) получаем в проекциях на оси координат:

$$i\omega m_{x} + \gamma H_{0}m_{y} = \gamma M_{0}h_{y},$$

$$-\gamma H_{0}m_{x} + i\omega m_{y} = -\gamma M_{0}h_{x},$$

$$i\omega m_{z} = 0.$$

(2.32)

Осциллирующие решения этой системы [52]:

$$m_{x} = \frac{\gamma M_{0}\omega_{0}}{\omega_{0}^{2} - \omega^{2}}h_{x} + i\frac{\gamma M_{0}\omega}{\omega_{0}^{2} - \omega^{2}}h_{y},$$

$$m_{y} = -i\frac{\gamma M_{0}\omega}{\omega_{0}^{2} - \omega^{2}}h_{x} + \frac{\gamma M_{0}\omega_{0}}{\omega_{0}^{2} - \omega^{2}}h_{y},$$

$$m_{z} = 0.$$
(2.34)

Отсюда видно, что при совпадении частоты внешнего поля ω с частотой ω_0 наступает резонанс. Однако без учета диссипации решение нефизично, поскольку амплитуда резонансных колебаний намагниченности стремится к бесконечности.

Рассмотрим влияние диссипации на ферромагнитный резонанс. Воспользуемся уравнением ЛЛГ (2.21). Учет диссипации приводит к следующему линеаризованному уравнению:

$$i\omega\vec{m} + \gamma \left[\vec{m} \times \vec{H}_0\right] + \frac{i\omega\alpha}{M} \left[\vec{m} \times \vec{M}_0\right] = -\gamma \left[\vec{M}_0 \times \vec{h}\right].$$
(2.35)

Из уравнения видно, что его решение совпадает с решением (2.29) при следующей замене:

$$\omega_0 \to \omega_0 + i\alpha\omega \,. \tag{2.35}$$

Поэтому из (2.34) получаем:

$$m_{x} = \frac{\gamma M_{0} \left(\omega_{0} + i\alpha\omega\right)}{\left(\omega_{0} + i\alpha\omega\right)^{2} - \omega^{2}} h_{x} + i \frac{\gamma M_{0}\omega}{\left(\omega_{0} + i\alpha\omega\right)^{2} - \omega^{2}} h_{y}, \qquad (2.36)$$

$$m_{y} = -i \frac{\gamma M_{0}\omega}{\left(\omega_{0} + i\alpha\omega\right)^{2} - \omega^{2}} h_{x} + \frac{\gamma M_{0}\left(\omega_{0} + i\alpha\omega\right)}{\left(\omega_{0} + i\alpha\omega\right)^{2} - \omega^{2}} h_{y}.$$
(2.37)

Если поле \vec{h}_{\sim} действует только вдоль оси *x* то имеем

$$m_{x} = \frac{\gamma M_{0} \left(\omega_{0} + i\alpha\omega\right)}{\omega_{0}^{2} + 2i\omega_{0}\alpha\omega - (1 + \alpha^{2})\omega^{2}} h_{x}, \qquad (2.38)$$

$$m_{y} = -i \frac{\gamma M_{0}\omega}{\omega_{0}^{2} + 2i\omega_{0}\alpha\omega - (1 + \alpha^{2})\omega^{2}} h_{x}. \qquad (2.39)$$

Отсюда

$$|m_{x}| = \gamma M_{0} |h_{x}| \left\{ \frac{\omega_{0}^{2} + \alpha^{2} \omega^{2}}{\left(\omega_{0}^{2} - (1 + \alpha^{2})\omega^{2}\right)^{2} + 4\omega_{0}^{2} \alpha^{2} \omega^{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \qquad (2.40)$$

$$|m_{y}| = \gamma M_{0} |h_{x}| \left\{ \frac{\omega^{2}}{\left(\omega_{0}^{2} - (1 + \alpha^{2})\omega^{2}\right)^{2} + 4\omega_{0}^{2}\alpha^{2}\omega^{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}.$$
(2.41)

Отсюда для резонансной частоты получаем следующее выражение:

$$\omega_p^2 = \frac{\omega_0^2}{\left(1 + \alpha^2\right)} + \frac{2\omega_0^2 \alpha^2}{\left(1 + \alpha^2\right)^2}.$$
(2.42)

Таким образом, видно, что амплитуда колебаний намагниченности в резонансе линейно зависит от продольной компоненты равновесной намагниченности и амплитуды возбуждающего поля. На рис. 2.3, в качестве примера, приведены нормированные зависимости амплитуды $|m_x|$ от частоты для различных значений параметра затухания.



Рис. 2.3. Зависимости величины $|m_x|\omega_0^2/\gamma M_0|h_x|$ от частоты ω/ω_0 для нескольких параметров α (см. выражение (2.40)). (1) - α =0.005; (2) - α =0.01; (3) - α =0.02.

Пренебрегая в выражении (2.42) вторым слагаемым имеем для резонансной частоты

$$\omega_p^2 = \frac{\omega_0^2}{\left(1 + \alpha^2\right)} \tag{2.43}$$

и амплитуда $|m_x|$ на этой частоте равна:

$$|m_x| = \gamma M_0 |h_x| \frac{(1+2\alpha^2)^{\frac{1}{2}}}{2\omega_0 \alpha}.$$
 (2.44)



Рис. 2.4. Резонанс колебаний намагниченности под действием переменного внешнего магнитного поля \vec{h} .

Таким образом, в резонансе амплитуда компонент m_x и m_y возрастает, так что прецессия намагниченности происходит по конусу с большим углом раствора (угол прецессии 9 рис. 2.4).

3. Магнитно-резонансная силовая микроскопия

Как следует из (2.29) для z компоненты переменной намагниченности имеется уравнение

$$\frac{\partial m_z}{\partial t} = 0 \tag{3.1}$$

так что отсюда следует, что $m_z = const$. Во внешнем переменном поле намагниченность можно представить в виде:

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}$$
, (3.2)

где \vec{M}_0 равновесная намагниченность, параллельная внешнему полю \vec{H} , а \vec{m} малая добавка ($\vec{m} \ll \vec{M}_0$), связанная с высокочастотными колебаниями. В силу постоянства модуля намагниченности имеем

$$M^{2} = M_{0}^{2} + m_{x}^{2} + m_{y}^{2} + m_{z}^{2} + 2\left(\vec{m} \cdot \vec{M}_{0}\right) = const.$$
(3.3)

Отсюда поскольку $\left| \vec{M} \right| = \left| \vec{M}_0 \right|$ получаем следующее соотношение:

$$m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 + 2\left(\vec{m} \cdot \vec{M}_0\right) = 0.$$
(3.4)

Пренебрегая квадратичными членами второго порядка малости, получаем, что для малых возмущений

$$\left(\vec{m}\cdot\vec{M}_{0}\right)=0\tag{3.5}$$

и вектор \vec{m} перпендикулярен вектору \vec{M}_0 . Однако с учет квадратичных членов в (3.3) продольная компонента не равна нулю ($m_z \neq 0$) и связана с компонентами m_x , m_y следующим соотношением (см. рис. 3.1):

$$\left(M_0 - m_z\right)^2 = M_0^2 - m_\rho^2 \tag{3.6}$$



Рис. 3.1. Прецессия намагниченности во внешнем переменном поле.

Таким образом, в резонансе, когда поперечные компоненты m_x , m_y существенно возрастают, вместе с ними возрастает и продольная компонента m_z .

В магнитно-резонансной силовой микроскопии регистрация изменений продольной компоненты намагниченности m_z образцов производится с помощью магнитного зондового датчика. С этой целью образец помещается в высокочастотное магнитное поле, которое модулируется по амплитуде на резонансной частоте механических колебаний кантилевера. В результате этого малая величина m_z начинает осциллировать на частоте модуляции и тем самым раскачивать в резонансе консоль зондового датчика.



Рис. 3.2. Изменение раствора конуса прецессии намагниченности при накачке модулированным СВЧ полем.

3.1. СВЧ накачка образцов

Как правило, высокочастотное поле в МРСМ подводится к образцу с помощью планарных волноводов. Наиболее часто используются микрополосковые линии (Рис. 3.3) и копланарные трехпроводные волноводы (Рис. 3.4).



Рис. 3.3. Микрополосковая линия для микроволновой накачки образцов. (а) Общий вид планарной линии. (б) Схема подключения линии к внешнему источнику. (в) Структура высокочастотного магнитного поля в поперечном сечении полосковой линии.



Рис. 3.4. Копланарная полосковая линия для микроволновой накачки образцов. (а) Общий вид планарной трехпроводной линии. (б) Схема подключения линии к внешнему источнику. (в) Структура высокочастотного магнитного поля в поперечном сечении.

Для усиления мощности накачки и концентрации ее в области образца применяются короткозамкнутые лини (Рис. 3.5). При этом максимум магнитного СВЧ поля реализуется в области размером порядка $\lambda/4$ вблизи короткозамкнутого конца, где и должен размещаться исследуемый образец.



Рис. 3.5. Короткозамкнутые микрополосковая линия и копланарный волновод для микроволновой накачки образцов.

3.2. Магнитно-резонансный микроскоп

Магнитно резонансный микроскоп (MPM) представляет собой магнитно-силовой микроскоп с возможностью накачки образцов высокочастотным магнитным полем. Упрощенная схема MPM приведена на рис. 3. 6.



Рис. 3.6. Схема магнитно-резонансного силового микроскопа.

Вначале на пьезовибратор (ПВ) сканера подается сигал звуковой частоты со встроенного генератора системы управления МРСМ. Производится сканирование по частоте, снимается амплитудно-частотная характеристика механических колебаний кантилевера и определяется его резонансная частота. Затем сигнал на резонансной частоте кантилевера подается на модулятор. На другое плечо модулятора подается сигнал с СВЧ генератора и модулированный по амплитуде СВЧ сигнал поступает на микрополосковую линию для накачки образца. Колебания намагниченности вызывают резонансную переменную силу, действующую на магнитный зонд, что приводит к раскачке консоли. Амплитуда колебаний намагниченности соответствует вынужденных амплитуде колебаний кантилевера. В эксперименте регистрируются зависимости амплитуды колебаний кантилевера на частоте модуляции от перестраиваемой частоты СВЧ генератора или от перестраиваемого подмагничивающего поля. Пространственные распределения амплитуды колебаний регистрируются сканировании образцов при над при фиксированных частотах накачки.



Рис. 3.7. Высокочастотное поле, модулированное по амплитуде на частоте механического резонанса кантилевера.

3.3. Зонды МРСМ

В качестве зондов в МРСМ применяются как обычные зонды МСМ, в которых на пирамиду нанесен тонкий слой магнитного материала, так и специальные зонды. Дело в том, что покрытие обычного зонда обладает существенной анизотропией формы и часто имеет резонансы в том же диапазоне частот, что и исследуемые структуры. Для избежания этого в МРСМ применяются зонды в виде магнитных микросфер (см. рис. 3.8 и 3.9).



Рис. 3.8. СЭМ изображение наносферы Со диаметром 200 нм, выращенной на игле кантилевера. Из работы [53].



Рис. 3.9 СЭМ изображение наносферы Со диаметром 200 нм, выращенной на игле кантилевера. Изображение с сайта компании [54].

Минимально детектируемая сила определяется параметрами упругой консоли зондового датчика [4]:

$$F_{\rm min} = \sqrt{\frac{2k_B \cdot TkB}{\pi f_c Q}} \sim \sqrt{\frac{w \cdot t^3}{l Q}},$$

где k_{B} - постоянная Больцмана, T – температура, k - жесткость кантилевера, В – полоса детектирования, f_{c} - резонансная частота кантилевера, Q – добротность колебательной системы, w –ширина консоли, t – ее толщина, l – длина. Поэтому для увеличения чувствительности в МРМС применяют консоли специальной формы (длинные с малым поперечным сечением, см. рис. 3.4), а сам прибор размещают в вакууме для увеличения добротности кантилевера.



Рис. 3.10. МРСМ кантилевер специальной формы [55].

3.4. МРСМ исследования ферромагнитных наноструктур

В качестве примера рассмотрим результаты МРСМ исследований круглых дисков пермаллоя, проведенных в работах [4,10].

Диски, намагниченные в плоскости

В работе [10] были проведены МРСМ исследования круглых дисков пермаллоя размером 500×25 нм. Снимались зависимости амплитуды МРСМ отклика от внешнего поля приложенного в плоскости образца при накачке микроволновым излучением на частоте 10 ГГц. Характерный ФМР спектр образца приведен на рис. 3.11. Как показало микромагнитное моделирование характерные пики на кривой поглощения связаны с квазиоднородным ФМР и спинволновыми резонансами образца (рис. 2.12). Огромным достижением МРСМ является возможность локальной визуализации мод колебаний намагниченности внутри образца. На рис. 3.13 приведены пространственные распределения МРСМ отклика соответствующие частотам резонансов. Видны максимумы МРСМ контраста, показывающие локализацию соответствующих мод. Авторы отмечают

некоторую асимметрию спектров и распределений МРСМ контраста вблизи правого и левого краев диска (рис. 3.13 (а-г)), связываемую с неидеальностью литографии.



Рис. 3.11. МРСМ спектры пермаллоевого диска 500×25 нм. Зонд располагался вблизи левого края (черный цвет)и правого края (красный цвет) диска. На вставках геометрия эксперимента и СЭМ изображения зонда и диска. Из работы [10].



Рис. 3.12. Результаты микромагнитного моделирования колебаний диска. (а) Зависимость поглощаемой мощности от внешнего поля. (б) Пространственные распределения амплитуды колебаний намагниченности соответствующие различным пикам в спектре поглощения. Из работы [10].



Рис. 3.13. Пространственные распределения МРСМ контраста от пермаллоевого диска на различных частотах, соответствующих спектральным пикам над левым и правым краями. Из работы [10].

Диски, намагниченные перпендикулярно

Другая ситуация, когда диски намагничивались в перпендикулярном поле, изучалась в работе [4]. Авторы исследовали круглые диски пермаллоя диаметром 1 мкм и толщиной 43.3 нм. Магнитное СВЧ поле *h* прикладывалось в плоскости диска, а постоянное подмагничивающее поле *H*_{appl} было направлено перпендикулярно (рис. 3.14).



Рис. 3.14. Схема МРСМ эксперимента. Из работы [4].

В экспериментах в качестве зонда использовалась магнитная наносфера, приклеенная к кантилеверу. Образец располагался в близи края короткозамкнутой микрополосковой линии. На рис. 3.15 приведены модельные пространственные распределения мнимой компоненты восприимчивости для различных мод колебаний намагниченности диска.



Рис. 3.15. Собственные моды колебаний намагниченности перпендикулярно намагниченного диска. Числа *l* и *m* показывают количество узлов в азимутальном и радиальном направлениях. Из работы [4].



Рис. 3.15. МРСМ спектры пермаллоевого диска размерами 1000 × 43 нм при различных частотах СВЧ накачки 4.2, 5.6, 7.0 и 8.2 ГГц. Линиями показано местоположение резонансных частот для теоретически рассчитанных мод колебаний диска (см. рис. 3.15). Из работы [4].

На рис. 3.16 приведена диаграмма зависимости резонансных частот от внешнего магнитного поля. Линиями показано местоположение резонансных частот для

теоретически рассчитанных мод колебаний диска (см. рис. 3.15). Соответствующие экспериментальные зависимости амплитуды колебаний кантилевера от поля показаны на вставках.

Заключение

Таким образом, в пособии кратко рассмотрены принципы магнитно-силовой и магнитно-резонансной силовой микроскопии в приложении к исследованиям ферромагнитных наноструктур. В дальнейшем планируется существенно расширить материал по практическим применениям методов МСМ и МРСМ, а также дополнить пособие разделами, посвященными микроскопии вихревых токов.

Литература

- 1. M.R. Koblischka, U. Hartmann Recent advances in magnetic force microscopy, Ultramicroscopy, 97, 103–112 (2003).
- A.A.Fraerman and V.L.Mironov Magnetic states and properties of patterned ferromagnetic nanostructures // In "Frontiers of Nanoscience", Vol. 6, "Nanomagnetism: Fundamentals and Applications" (Editor Chris Binns), ISSN: 1876-2778, ISBN: 978-0-08-098353-0, Publisher Elsevier, 189 – 216 (2014).
- 3. D. Rugar, R. Budakian, H.J. Mamin, B.W. Chui Single spin detection by magnetic resonance force microscopy Nature, **403**, 329-332, (2004).
- C.L.Degen, M. Poggio, H.J. Mamin, C.T.Rettner, D. Rugar Nanoscale magnetic resonance imaging, Proceedings of the National Academy of Sciences of the USA, 106, 1313-1317, (2009).
- 5. J.A.Sidles Noninductive detection of single-proton magnetic resonance, Applied Physics Letters, 58, 2854, (1991).
- O. Klein, G. de Loubens, V.V. Naletov, F. Boust, T. Guillet, H. Hurdequint, A. Leksikov, A.N. Slavin, V.S. Tiberkevich, N. Vukadinovic - Ferromagnetic resonance force spectroscopy of individual submicron-size samples, Physical Review B, 78, 144410, (2008).
- 7. Z.Zang, P.C. Hammel, P.E. Wigen Observation of ferromagnetic resonance in a microscopic sample using magnetic resonance force microscopy, Applied Physics Letters, **68**, 2005, (1996).
- 8. G. De Loubens V.V. Naletov, O. Klein, J. Ben Youssef, F. Boust, and N. Vukadinovic -Magnetic Resonance Studies of the Fundamental Spin-Wave Modes in Individual Submicron Cu/NiFe/Cu Perpendicularly Magnetized Disks, Physical Review Letters, **98**, 127601, (2007).
- 9. H.-J. Chia, F.Guo, L.M. Belova, D. McMichael Two-dimensional spectroscopic imaging of individual ferromagnetic nanostripes, Phys. Rev. B, **86**, 184406, (2012).
- 10. F.Guo, L.M. Belova, D. McMichael Spectroscopy and Imaging of Edge Modes in Permalloy Nanodisks, Physical Review Letters, **110**, 017601, (2013).
- 11. F.Guo L.M. Belova, D. McMichael Nonlinear ferromagnetic resonance shift in submicron Permalloy ellipses, Phys. Rev. B, **91**, 064426, (2015).
- 12. G.R. Aranda G.N. Kakazei, J. González, K.Y. Guslienko Ferromagnetic resonance micromagnetic studies in patterned permalloy thin films and stripes, Journal of Applied Physics, **116**, 093908, (2014).
- 13. C.L. Degen Scanning magnetic field microscope with a diamond single-spin sensor, Applied Physics Letters, **92**, 243111 (2008).

- H.J.Mamin, M. Kim, M.H. Sherwood, C.T. Rettner, K. Ohno, D. D. Awschalom, D. Rugar -Nanoscale Nuclear Magnetic Resonance with a Nitrogen-Vacancy Spin Sensor, Science, 339, 557, (2013).
- 15. В.Л.Миронов, Основы сканирующей зондовой микроскопии, Москва, Техносфера, 2009.
- S. Porthum, L. Abelmann, C. Lodder Magnetic force microscopy of thin film media for high density magnetic recording, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 182, 238-273 (1998).
- 17. А.А. Бухараев, Д.В. Овчинников, А.А. Бухараева Диагностика поверхности с помощью сканирующей силовой микроскопии, Заводская лаборатория, №5, 10–27 (1997).
- A. Wadas, P. Grütter Theoretical Approach to Magnetic Force Microscopy, Physical Review B, 39, 12013-12017 (1989).
- 19. D. Rugar, H.J. Mamin, P. Guethner, S.E. Lambert, J.E. Stern, I. McFadyen, T. Yogi Magnetic Force Microscopy: General Principles and Application to Longitudinal Recording Media, Journal of Applied Physics, **68**, 1169-1183 (1990).
- 20. P. Grütter, H.J. Mamin, D. Rugar Magnetic Force Microscopy (MFM) in Scanning Tunneling Microscopy II. Further Applications and Related Scanning Techniques (Eds. Wiesendanger R., Güntherodt H.-J.), Springer-Verlag. Berlin, 151-207, 1993.
- 21. C. Schönenberger, S.F. Alvarado Understanding Magnetic Force Microscopy, Zeitschrift für Physik B: Condensed Matter, **80**, 373-383 (1990).
- 22. R.D. Gomez, I.D. Mayergoyz, E.R. Burke Magnetic Imaging in the Presence of an External Field: Technique and applications, Journal of Applied Physics, **79**, 6441-6446 (1996).
- 23. D.L. Bradbury, L. Folks, R. Street Interpretation of Low-Coercivity Tip Response in MFM Imaging, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **177-181**, 980-981 (1998).
- 24. U. Memmert, P. Leinenbach, J. Lösch, U. Hartmann Ultrahigh Vacuum Magnetic Force Microscopy: Domain Imaging on In Situ Grown Fe(100) Thin Films, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **190**, 124-129 (1998).
- 25. F. D. Callaghan, R. J. Turner, D. G. Walmsley Cryogenic Magnetic Force Microscope, AIP Conference Proceedings 696, Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy and Related Techniques: 12-th International Conf., p.188-195 (2003).
- 26. D. V. Ovchinnikov, A. A. Bukharaev The Computer Analysis of MFM Images of Separate Ferromagnetic Nanoparticles // AIP Conference Proceedings 696, Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy and Related Techniques: 12th International Conf., p.634-640 (2003).
- E. Meyer, H. Heinzelmann Scanning Force Microscopy (SFM) in Scanning Tunneling Microscopy II. Further Applications and Related Scanning Techniques (Eds. Wiesendanger R., Güntherodt H.-J.), Springer-Verlag, Berlin, p. 99-149 (1993).
- 28. T.E. Schaffer, M. Radmacher, P. Proksch Magnetic force gradient mapping, Journal of Applied Physics, **94**, 6525-6532 (2003).
- 29. A. Wadas, M. Dreyer, M. Löhndorf, R. Wiesendanger Magnetostatic Interaction Studied by Force Microscopy in Ultrahigh Vacuum, Applied Physics A, **64**, 353–355 (1997).
- 30. Интернет-сайт компании HT-MДТ: <u>http://www.ntmdt.ru/</u>
- 31. M. Löhndorf, A. Wadas, G. Lütjering, D. Weiss, R. Wiesendanger Micromagnetic properties and magnetization switching of single domain Co dots studied by magnetic force microscopy, Zeitschrift für Physik B: Condensed Matter, **101**, 1–2 (1996).

- 32. High field magnetic force microscopy. / Proksch R., Runge E, Hansma P.K., Foss S., Walsh B. // Journal of Applied Physics. -. V.78. P.3303-3307 (1995).
- 33. P.C.D. Hobbs, D.W. Abraham, H.K. Wickramasinghe Magnetic force microscopy with 25 nm resolution, Applied Physics Letters, **55**, 2357-2359 (1989).
- 34. U. Hartmann Analysis Observation of Bloch wall fine structures by magnetic force microscopy, Physical Review B, **40**(10), 7421-7424 (1989).
- 35. U. Memmert, A. N. Müller, U. Hartmann Probes for magnetic force microscopy imaging of soft magnetic samples, Measurement Science and Technology, **11**, 1342–1347 (2000).
- 36. U. Hartmann Magnetic Force Microscopy, Annual Review of Materials Science, **29**, 53–87 (1999).
- 37. L. Gao, L.P. Yue, T. Yokota, R. Skomski, S.H. Liou, H. Takahoshi, H. Saito, S. Ishio -Focused ion beam milled CoPt magnetic force microscopy tips for high resolution domain images, IEEE Transactions on Magnetics, 40(4), 2194-2196 (2004).
- M.R. Koblischka, U. Hartmann, T. Sulzbach Resolving magnetic nanostructures in the 10nm range using MFM at ambient conditions, Material Science and Engineering, C23, 747– 751 (2003).
- 39. T. Arie, H. Nishijima, S. Akita, Y. Nakayama Carbon-Nanotube Probe Equipped magnetic Force Microscope, Journal Vacuum Science and Technology B, **18**(1), 104–106 (2000).
- 40. P.F. Hopkins, J. Moreland, S.S. Malhotra, S.H. Liou Superparamagnetic magnetic force microscopy tips, Journal of Applied Physics, **79**(8), 6448-6450 (1996).
- 41. H. Saito, J. Chen, S. Ishio Description of Magnetic Force Microscopy by Three-Dimensional Tip Green's Function for Sample Magnetic Charges, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **191**, 153–161 (1999).
- 42. Браун У.Ф. Микромагнетизм / М.: Наука, 160 с. (1979)
- 43. Th. Kebe, A. Carl Calibration of magnetic force microscopy tips by using nanoscale current-carrying parallel wires, Journal of Applied Physics, **95**(3), 775-792 (2004).
- J.Lohau, S.Kirsch, A.Carl, G.Dumpich, E.F.Wassermann Quantitative determination of effective dipole and monopole moments of magnetic force microscopy tips, Journal of Applied Physics, 86(6), 3410–3417 (1999).
- 45. S.L. Tomlinson, A.N. Farley Micromagnetic Model for Magnetic Force Microscopy Tips, Journal of Applied Physics, **81**(8), 5029–5031 (1997).
- 46. M. Natali, I.L. Prejbeanu, L.D. Buda, A. Lebib, Y. Chen, K. Ounandjela In-plane reversal mechanisms in circular Co dots, Journal of Applied Physics, **91**(10), 7343-7345 (2002).
- 47. J.Chang, V.L.Mironov, B.A.Gribkov, A.A.Fraerman, S.A.Gusev, S.N.Vdovichev Magnetic state control of ferromagnetic nanodots by magnetic force microscopy probe // Journal of Applied Physics, **100**, 104304-1-7 (2006).
- 48. V.L.Mironov, B.A.Gribkov, A.A.Fraerman, S.A.Gusev, S.N.Vdovichev, I.R.Karetnikova, I.M.Nefedov, I.A.Shereshevsky - MFM probe control of magnetic vortex chirality in elliptical Co nanoparticles // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **312**, 153-157 (2007).
- V.L. Mironov, O.L. Ermolaeva, S.A. Gusev, A.Yu. Klimov, V.V. Rogov, B.A. Gribkov, O.G. Udalov, A.A. Fraerman, R. Marsh, C. Checkley, R. Shaikhaidarov, and V.T. Petrashov - Antivortex state in crosslike nanomagnets // Physical Review B, 81, 094436 1-5 (2010).
- V.L.Mironov, B.A.Gribkov, S.N.Vdovichev, S.A.Gusev, A.A.Fraerman, O.L.Ermolaeva, A.B.Shubin, A.M.Alexeev, P.A.Zhdan and C.Binns – "Magnetic force microscope tip induced remagnetization of CoPt nanodiscs with perpendicular anisotropy" // Journal of Applied Physics, **106**, 053911 1-8 (2009).

- 51. Современные проблемы физики. Ферромагнитный резонанс. Под ред. С.В.Вонсовского, Москва, Физ. Мат. Лит. 1961 г.
- 52. В.А.Боков Физика магнетиков, Ст. Петербург, Невский Диалект, 2002 г.
- 53. H. Lavenant, V. Naletov, O.Klein, G. De Loubens, L.Casado, J.M. De Teresa Mechanical magnetometry of Cobalt nanospheres deposited by focused electron beam at the tip of ultrasoft cantilevers, Nanofabrication, 1, 65–73 (2014).
- 54. Сайт компании Nauga Needles, <u>http://www.nauganeedles.com/</u>
- 55. J.G. Longenecker, H.J. Mamin, A.W. Senko, L. Chen, C.T. Rettner, D. Rugar, J.A. Marohn - High-Gradient Nanomagnets on Cantilevers for Sensitive Detection of Nuclear Magnetic Resonance, ACS Nano, 6 (11), 9637–9645 (2012).