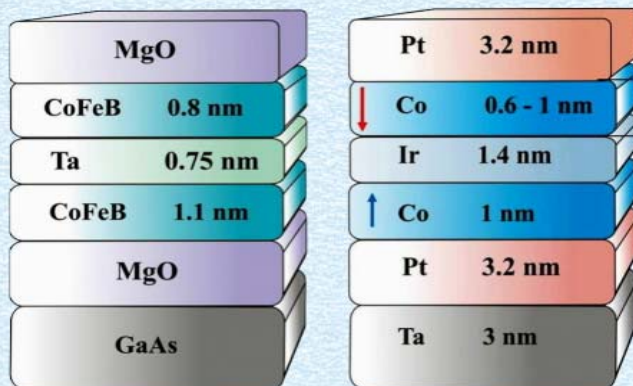


Р. Б. МОРГУНОВ, О. В. КОПЛАК, А. Д. ТАЛАНЦЕВ,
О. С. ДМИТРИЕВ, А. И. БЕЗВЕРХНИЙ

МАГНИТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В УСТРОЙСТВАХ СПИНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ



Тамбов
Издательский центр ФГБОУ ВО «ТГТУ»
2019

Министерство образования и науки Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Тамбовский государственный технический университет»

**Р. Б. МОРГУНОВ, О. В. КОПЛАК, А. Д. ТАЛАНЦЕВ,
О. С. ДМИТРИЕВ, А. И. БЕЗВЕРХНИЙ**

МАГНИТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В УСТРОЙСТВАХ СПИНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Рекомендовано Научно-техническим советом университета
в качестве монографии



Тамбов

◆ Издательский центр ФГБОУ ВО «ТГТУ» ◆
2019

УДК 537.6: 539.2

ББК 22.334

M12

Рецензенты:

Главный научный сотрудник ИПХФ РАН,
Лаборатория «Спиновой динамики и спинового компьютеринга»,
академик РАН
А. Л. Бучаченко

Доктор физико-математических наук,
заведующий кафедрой биофизики и физики конденсированного
состояния ФГБОУ ВО «Оренбургский государственный университет»
В. Л. Бердинский

M12 **Магнитная релаксация в устройствах спиновой электроники** :
монография / Р. Б. Моргунов, О. В. Коплак, А. Д. Таланцев,
О. С. Дмитриев, А. И. Безверхний. – Тамбов : Издательский центр
ФГБОУ ВО «ТГТУ», 2019. – 156 с. – 400 экз.
ISBN 978-5-8265-2003-1

Описаны современные представления в области спинтроники и ее реализации в реальных устройствах. Основное внимание уделено сенсорики – области спинтроники, направленной на разработку технологий сенсоров магнитного поля, основанных на новых физических технологиях, которые приходят постепенно на смену датчикам Холла. Значительный материал приведен из работ самих авторов, посвященных использованию спиновых вентилей для анализа нано- и микрочастиц на их поверхности, а также магнитомеченных биологических объектов.

Предназначена для научно-технических работников, аспирантов и студентов, деятельность которых связана с «Интернетом вещей», реализацией логических операций с помощью новых принципов. Представляет интерес для научных сотрудников, работающих в области физики твердого тела, магнетизма и сенсорики.

УДК 537.6: 539.2

ББК 22.334

Исследование выполнено в рамках госзадания Минобрнауки РФ № 3.1992.2017/ПЧ

ISBN 978-5-8265-2003-1 © Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Тамбовский государственный технический университет» (ФГБОУ ВО «ТГТУ»), 2019

ВВЕДЕНИЕ

Спиновая электроника (спинтроника) значительно изменила стратегии цифровых технологий в мире за последние 30 лет. Бурное развитие этого направления вызвано простым фактом: уменьшение размеров стандартной электроники пришло к насыщению на отметке 30...50 нм для одного логического элемента [1]. Это связано с выделением Джоулева тепла, которое при современной плотности логических элементов делает нестабильной их работу. Естественные физические ограничения на размеры стандартных логических элементов вызвали во всем мире волну исследований, направленных на разработку новых принципов хранения и обработки информации. Одним из удавшихся и вошедших в производство принципов является передача информации не зарядами элементарных частиц, а их спинами. Выигрыш в рассеиваемой энергии при такой передаче информации возникает потому, что зарядовый ток может быть равен нулю (вместе с Джоулевым теплом), в то время, как спиновый ток будет ненулевым. Нельзя сказать, что спиновый ток не приводит к рассеянию тепла и нагреву логических элементов. Эти процессы также имеют место. Но их типичная интенсивность в тысячи раз меньше того, что происходит при использовании зарядового тока, потому что причинами выделения тепла теперь является не кулоновское взаимодействие электронов с кристаллической решеткой, а релаксация магнитных моментов электронов (спинов), которая лишь рассеивает энергию, соответствующую энтропии ориентированных спинов. В расчете на один носитель спина эта энергия составляет $kT \ln 2$ и называется пределом Ландауэра, который описывает нижнюю границу энергии, необходимой для управления информационными потоками. В спинтронике потери энергии приближаются к этой границе, что и обеспечивает преимущество над стандартной электроникой. Не следует думать, что перенос информации спинами элементарных частиц – единственная возможная физическая реализация вычислений. Имеется множество других альтернативных способов создания энергоэффективных логических элементов. В этой монографии обсуждаются лишь устройства спинтроники.

Авторы не являются экспертами в технологиях спинтроники, которые ушли далеко вперед с момента открытия гигантского магнитосопротивления П. Грюнбергом и А. Фертом. За эти 30 лет основы спинтроники не вошли в учебники по физике в школах и вузах нашей страны. Поэтому, хотя монография посвящена узкому вопросу магнитной релаксации в приборах спинтроники, она начинается с популярного изложения ее основ. Главной проблемой, рассмотренной в монографии, является магнитная релаксация. Для ее описания мы использовали экспериментальный материал, добытый нашими руками в лабораториях ИПХФ РАН, Южной Кореи и Франции. Приборы спинтроники интересны не только их практическим применениям, но и рядом фундаментальных проблем, к которым приводят попытки описания работы этих приборов. В этой области существует гигантское количество нерешенных проблем и необъясненных эффектов. Нобелевская премия Грюнберга и Ферта и гигантский авторитет быстро сложившейся новой науки в мире, на первый взгляд, не позволяют «так просто» начать исследования в любой университетской лаборатории. Во Франции (на родине гигантского магнитосопротивления) положение дел ровно противоположное: практически в любом университете такие исследования ведут студенты. Политические проблемы, экономическая безопасность и другие факторы надежно огораживают широкий круг исследователей от доступа в эту прекрасную и заманчивую новую область цифровых технологий. Простое отсутствие образцов для исследований и дороговизна процесса их изготовления, совместно со строгой тайной производства, делают ситуацию очень не похожей на вспышку исследований транзисторов в момент их появления в 50-х годах прошлого века. Однако по значимости эти исследования ничуть не меньше, чем исследования транзисторов. Поэтому курс на цифровые технологии в РФ к сожалению почти не содержит указаний на спинтронику, хотя именно в этом направлении должны быть потрачены сегодня главные материальные ресурсы научно-технической сферы.

Авторы этой монографии неоднократно встречались с Альбертом Фертом на его конференциях, а также с его учениками и последователями в лице Стефана Манжине (университет Лоттарингии в г. Нанси, Франция), давшего свою лекцию в ТГТУ, и Эрика Фуллертон (Калифорния, КалТех), еще не добравшегося до Тамбова. Описываемые эффекты и процессы в монографии воспринимаются нами как удивительный индикатор спиновой поляризации в ферромагнетиках, которая управляет электрическими свойствами многослойных гетероструктур. Инженерия тонких пленок, содержащих лишь 10 – 20 абсолютно совершенных атомных слоев, и возможность управления элементарными

спиновыми процессами в них является воплощением мощности экспериментальной базы и глубины проникновения человечества в микромир. Исследование процессов релаксации кажется важным потому, что скорость переключения между стабильными состояниями приборов спинтроники определяет их быстродействие. В зависимости от конкретной физической ситуации эта скорость может отличаться на много порядков величины. Помимо наносекундного по длительности переключения элементов памяти случайного доступа MRAM, в монографии рассмотрены процессы переключения намагниченности тонких пленок от рекордно коротких десятков фемтосекунд (при полностью оптическом переключении) до невероятно долгих (часы) процессов перемагничивания путем термоактивированного размножения зародышей обратной намагниченности и движения доменных стенок.

Помимо магнитной релаксации, в монографии описаны связанные с ней технологически важные процессы магнитооптической записи, как в ее современном исполнении, так и перспективные технологии будущего, которые, как ожидается, будут основаны на недавно открытом эффекте «полностью оптического переключения» намагниченности. Авторам показалось важным описание и тех процессов, которые происходят, когда CD-диск вставляется в считывающее устройство в широко распространенных современных устройствах. В Интернете легко найти описание любых технических подробностей о потоках информации, но статистика показывает, что найдется мало людей с университетским образованием, кто может внятно объяснить, как работает запись и считывание с лазерного диска, какие при этом используются материалы, и что именно делает лазер, записывая и стирая информацию. Мы надеялись восполнить этот недостаток информации, привлекая для этого лучшие статьи и книги из международной литературы.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ СПИНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

1.1. Гигантское магнитосопротивление

В 1856 году В. Томсон (лорд Кельвин) измерил сопротивление железа и никеля в присутствии магнитного поля и обнаружил увеличение сопротивления вдоль намагниченности проволок и его уменьшение – перпендикулярно намагниченности. Эта разница в сопротивлении между случаями параллельного и перпендикулярного направления называется анизотропным магнитосопротивлением (АМС). В настоящее время известно, что исторические опыты лорда Кельвина были обусловлены спин-орбитальным взаимодействием электронов. Найденные тогда магниторезистивные эффекты оказались очень малы (до $\sim 1\%$), а потому практическое их применение долгое время казалось невозможным.

Эта точка зрения резко изменилась в 1988 г., когда в двух независимых лабораториях, руководимых Питером Грюнбергом (Peter Grünberg) и Альбертом Фертом (Albert Fert), открыли композиционные гетероструктуры, демонстрирующие очень большое магнитосопротивление, известное теперь как гигантское магнитосопротивление (ГМС) [2]. В этих композитах слои ферромагнитных и немагнитных металлов чередуются (рис. 1.1). Толщина отдельных слоев составляет ~ 1 нм, т.е. всего лишь десяток моноатомных слоев. В первоначальных экспериментах группа Питера Грюнберга, создала трехслойную гетероструктуру Fe/Cr/Fe, а группа Альберта Ферта исследовала многослойные гетероструктуры $(\text{Fe/Cr})_n$, где число слоев n многократно повторялось.

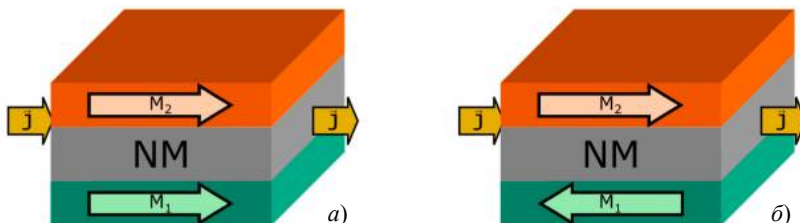


Рис. 1.1. Гигантское магнитное сопротивление в двухслойном образце с намагниченностью «в плоскости»:

a – намагниченности слоев параллельны; *b* – антипараллельные по отношению друг к другу (<https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC4934330/>)

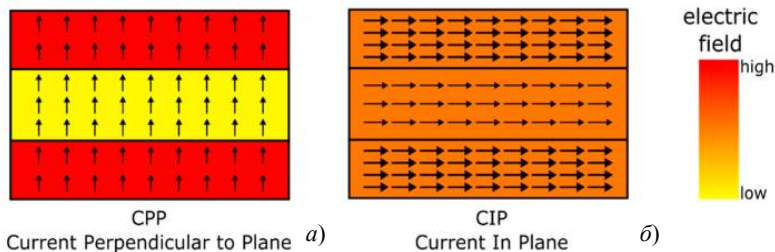


Рис. 1.2. Простые двойные слои в конфигурации:

a – «ток перпендикулярен плоскости» с однородной плотностью тока (стрелки) и неоднородным электрическим полем; *б* – «ток параллелен плоскости» с однородным электрическим полем и неоднородной плотностью тока (<https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC4934330/>)

ГМС может наблюдаться как в системах, где два слоя в плоскости пленки, так и в случае перпендикулярной к пленке намагниченности (рис. 1.2). Отличаются эти конфигурации тем, что в «перпендикулярной» конфигурации можно добиться однородного электрического тока, что важно для практических применений. Сама величина магнетосопротивления определяется намагниченностью ферромагнитных пленок, которая управляется внешним магнитным полем. Сопротивление можно измерять как перпендикулярно пленке (рис. 1.2, *a*), так и в плоскости пленки (рис. 1.2, *б*). Поскольку, независимо от внешнего поля, максимальное изменение сопротивления $R - R_B$ достигается, когда ферромагнетик входит в насыщение, величину магнетосопротивления M_R можно охарактеризовать одним числом: $M_R = \frac{R_B - R_0}{R_0} 100\%$,

представляющим собой относительное изменение сопротивления в магнитном поле в насыщении и в исходном ненамагниченном состоянии без магнитного поля.

В опытах Ферта приложение различного по величине внешнего магнитного поля приводило к двум вариантам намагниченностей соседних слоев Fe (рис. 1.3, *a*). Когда толщина слоя Fe составляет 3 нм, а толщина слоя Cr равна 0,9 нм, относительное изменение сопротивления (магнетосопротивление) при переключении между этими состояниями намагниченности достигает 80% при 4 К (рис. 1.3, *a*). У Грюнберга П. результаты получились поскромнее, поскольку эффект магнетосопротивления изучался на одиночной гетероструктуре и не накапливался путем повторения слоев, а также потому, что его исследование были выполнены при комнатной температуре. Понижение температуры в его опытах позволяло достигнуть магнетосопротивления 10%, что

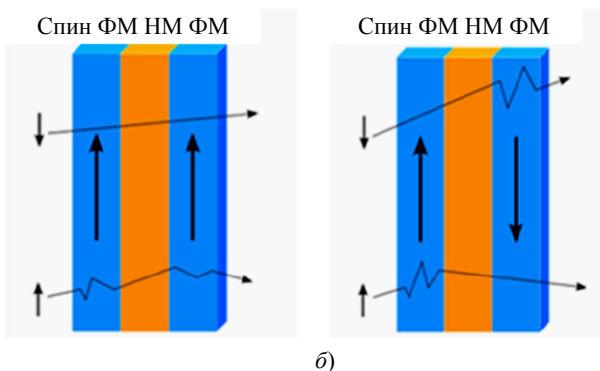
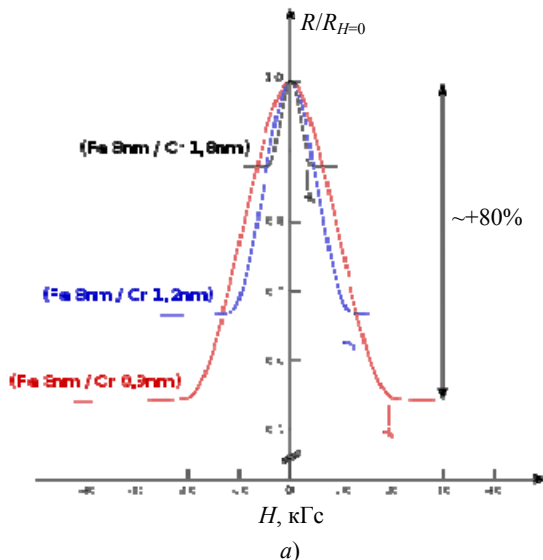


Рис. 1.3. Экспериментальные данные Альберта Ферта:

a – зависимость электрического сопротивления от магнитного поля многослойной структуры Fe/Cr при 4,2 К; *б* – иллюстрация механизма ГМС. Большие стрелки показывают направления намагниченности ферромагнитных слоев. Наклонные линии символизируют траектории движения электронов

также значительно выше любых, ранее известных эффектов магнетосопротивления, зарегистрированных на уровне 0,1%. Это обстоятельство позволило Грюнбергу и Ферту понять, что они имеют дело с совершенно новым механизмом формирования магнетосопротивления [2].

Феноменологическое объяснение ГМС может быть предложено на основе простой модели, в которой предполагается, что электроны легче распространяются (слабее рассеиваются) в ферромагнетике, когда их спины выстроены параллельно его намагниченности. Рисунок 1.3, *а*, на котором намагниченности соседних ферромагнитных слоев параллельны, отвечает ситуации, когда половина электронов, переходящих из одного слоя в другой, может легко распространяться из слоя в слой, что приводит к эффекту частичного короткого замыкания между слоями. В «антипараллельной» конфигурации (рис. 1.3, *б*) электроны с обоими возможными направлениями спинов замедляются либо в одном слое, либо в другом. Это приводит к значительно более высокому сопротивлению антипараллельно намагниченной гетероструктуры. Таким образом, ГМС возникает не в результате аномального процесса в одном ферромагнетике, а в результате макроскопического переключения намагниченности одного из слоев во внешнем магнитном поле. Этой информации в большинстве случаев достаточно для инженерии приборов спинтроники.

Однако, чтобы понять физический механизм магнитосопротивления, необходимо разобраться в механизмах намагничивания и электрической проводимости переходных металлов. В спинтронике преимущественно используют ферромагнетики $3d$ -элементов (Fe, Cr, Co). В металлах $3d$ - и $4s$ -энергетические уровни атомов упираются до энергетических зон. Вследствие довольно большой протяженности $4s$ -орбиталей в пространстве, имеет место значительное перекрытие $4s$ -орбиталей, принадлежащих соседним атомам. В результате и в энергетической шкале $4s$ -зона будет растянута в диапазоне 15...20 эВ. Обычно $3d$ -орбитали более компактны в пространстве, и их энергетическая $3d$ -зона будет довольно узка (4...7 эВ). Эти орбитали перемешиваются и являются неразличимыми (реальные квантовые состояния электронов содержат примеси s и d состояний). Условно пренебрегая гибридизацией, $3d$ -электроны принято считать обобществленными, т.е. перемещающимися по кристаллу. Эти электроны переносят электрический ток через систему, несмотря на то, что они гораздо менее подвижны, чем $4s$ -электроны. В качестве характеристики электронов в металле используют электронную плотность $n(E)$, которая представляет собой число электронов в системе, имеющих энергию в интервале $(E, E + dE)$. Согласно принципу Паули для фермионов (электронов), только один электрон может занимать одно состояние с заданным набором квантовых характеристик. Каждое энергетическое состояние является вырожденным по спину и содержит одновременно два электрона с противоположными направленными спинами. В основном (невозбужденном) состоянии металла часть энергетических уровней

заполнена электронами, а самый высокий из занятых уровней называется энергией Ферми E_F . Именно электроны, находящиеся на уровне Ферми, и дают вклад в магнетизм и проводимость. На рисунке 1.4 (слева) плотность состояний схематически показана для парамагнитного $3d$ -металла, в котором содержится равное число электронов с противоположными направлениями спинов. В таком материале результирующая намагниченность отсутствует (с точностью до величины Зеемановской энергии), что эквивалентно утверждению, что спиновая поляризация $P = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$ равна нулю (или почти нулю). Здесь и далее $N_{\uparrow} (N_{\downarrow})$ – число электронов со спином, направленным вверх (вниз).

В ферромагнетике имеется поляризация спинов $P > 0$, т.е. $N_{\uparrow} > N_{\downarrow}$. Перенос электронов со спином «вниз» из соответствующей зоны в зону, где спины направлены «вверх», приводит к большей по модулю отрицательной обменной энергии I в системе, снижая, таким образом, полную энергию системы и являясь выгодным процессом. С другой стороны, этот же процесс требует переноса электронов с уровней со спинами «вниз», расположенных ниже начального уровня Ферми, на уровни со спинами «вверх», которые находятся выше уровня Ферми. Это увеличивает полную энергию и является невыгодным процессом. На конкуренции вышеописанных изменений энергии основан критерий Стонера для ферромагнетизма, а именно: если $I N(E_F) > 1$, то

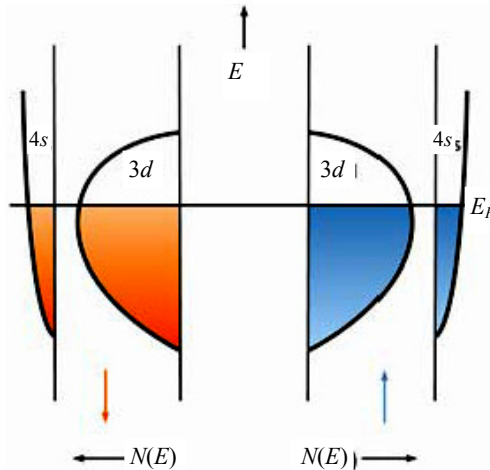


Рис. 1.4. Заполнение энергетических зон электронами в парамагнитном переходном металле (например, в меди)
http://www.ioffe.ru/sol/pdf/giant_magnetoresistance_ru.pdf

система является ферромагнетиком (обменная выгода побеждает). Здесь I – обменный параметр Стонера, $N(E_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми. Величина $N(E_F)$ растет с уменьшением ширины энергетических зона, что выдвигает в лидеры ферромагнетизма более тяжелые $3d$ -переходные элементы (Fe, Co и Ni). Наличие обменного взаимодействия между электронами приводит к тому, что для ферромагнетика энергия состояния на уровне Ферми для электронов с противоположным направлением спинов сильно отличается друг от друга. Это особенно важно для объяснения эффекта ГМС.

Сопrotивление ГМС структуры ФМ/НМ/ФМ (ферромагнетик/ немагнитный материал/ферромагнетик) можно объяснить с помощью рис. 1.5. При отсутствии магнитного поля (вверху) оба ФМ-слоя имеют противоположные направления намагниченности. В присутствии магнитного поля (внизу) намагниченности ФМ-слоев будут параллельны. Электрический ток проходит сквозь гетероструктуру при обеих конфигурациях. Ток, проходящий сквозь ФМ-слой, состоит из двух потоков электронов со спинами «вверх» и «вниз». Сопrotивление для этих двух токов будет различно потому, что частицы с разными направлениями спинов имеют различную плотность состояний на уровне Ферми (их источником являются разные энергетические уровни). Поэтому сопrotивление не только внутри ФМ-слоев, но и сопrotивление на границе ФМ/НМ будет разным для электронов с разным направлением спинов.

Физика происходящих процессов в спиновом вентиле может быть понята на основе зонной схемы ферромагнетика, в котором спины носителей заряда поляризованы в направлении его намагниченности. В ферромагнетике с намагниченностью «вверх» большинство спинов электронов также направлены «вверх» (рис. 1.4, слева). В ферромагнетике, намагниченном «вниз», доминируют электроны проводимости со спинами, ориентированными в том же направлении (рис. 1.4, справа). Рассмотрим переходы электронов из одного ферромагнетика в другой. Будем при этом учитывать лишь такие переходы, которые не приводят к перевороту спина электрона проводимости, поскольку в этом случае наблюдается рассеяние электронов на границе. Другими словами, процессы с переворотом спина не дают вклада в проводимость.

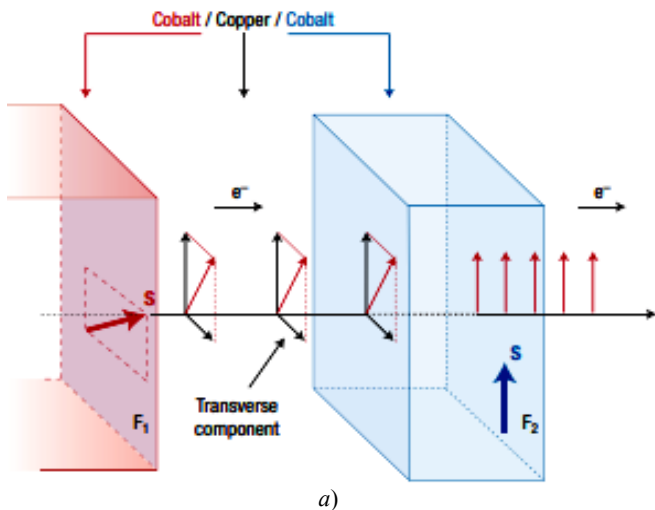
На рисунке 1.4 показано заполнение энергетических подзон электронами с разным направлением спина по отношению к уровню Ферми (пунктирная горизонтальная линия). Облегченный перенос спина наблюдается для случая, когда электрон переходит из заполненной зоны с высокой плотностью состояний на уровне Ферми в слабозаполненную зону с большим количеством свободных уровней (верхняя стрелка). Другие варианты с малым заполнением источника спин-поляризованных электронов или с малой концентрацией вакантных

уровней в слое «приемнике» электронов приводят к уменьшению вероятности перехода электрона без рассеяния (стрелка снизу). Получается, что проводимость гетероструктуры, в которой оба слоя намагничены в одну сторону, значительно отличается от проводимости гетероструктуры с противоположно намагниченными слоями. Это изменение сопротивления при перемагничивании слоев и является причиной ГМС.

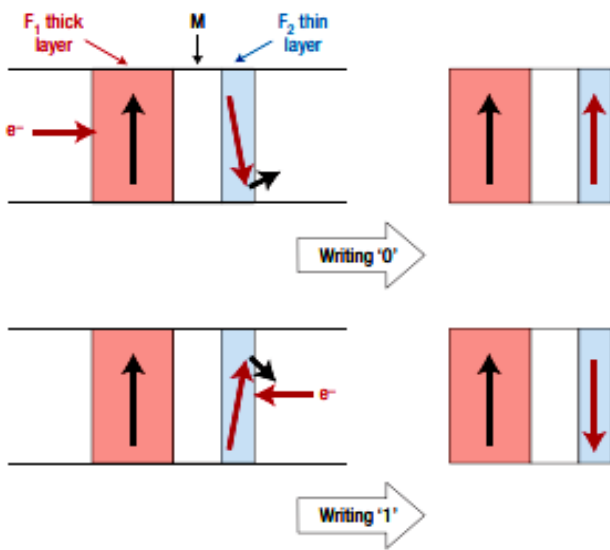
Важно, что внешнее магнитное поле в эффекте ГМС не создает само по себе никакого значительного эффекта. Каждому спину электрона оно добавляет лишь Зеемановскую энергию, которая по величине оказывается в 1000 раз меньше энергии случайных термических флуктуаций при комнатной температуре в типичных полях 0,1 Т. Внешнее магнитное поле играет лишь роль стрелочника или спускового крючка, переключая целиком намагниченность слоя. Главную роль в селекции спинов, в зависимости от их направления, играет обменное взаимодействие, которое намного превышает по величине Зеемановскую энергию. Именно это квантовое взаимодействие «выбирает» подходящие и не подходящие по спину частицы. Совершенно так же обстоит дело в спиновой химии и спиновой микромеханике.

1.2. Переключение намагниченности спиновым током

Внешнее магнитное поле, хотя и удобно для переключения намагниченности слоев спиновых вентилях в лабораторных условиях, оказывается не пригодным для создания миниатюрных приборов по двум причинам: 1) его трудно сконцентрировать в небольшой объем, сопоставимый с нанометровыми размерами одиночного прибора, а потому под действием магнитного поля переключается сразу много устройств, 2) создание магнитного поля требует электрического тока и выделяемой мощности, которая даже превышает значения, имеющие место в гальванических приборах сегодняшнего дня. Поэтому значительные усилия исследователей оказались направлены на поиск альтернативным методов переключения намагниченности компонент спиновых устройств. Главными новыми методами изменения намагниченности являются оптическое переключение и переключение спин-поляризованным током, пропускаемым через гетероструктуру. Эти методы объединяет одинаковая особенность – вращательный момент частиц, пропускаемых через спиновый вентиль (фотонов или электронов), должен передаваться спинам ферромагнетика, изменяя их ориентацию. В этом разделе мы расскажем о переключении намагниченности ферромагнитного материала при пропускании через него спин-поляризованного тока. Поскольку передаваемый момент импульса частицы называется *spin torque*, соответствующее семейство физических эффектов получило название *spin torque effects (STE)*.



a)



b)

Рис. 1.5. Переключение намагниченности ферромагнитного слоя Co спиновым током эмитируемым из другого слоя Co (a); спиновый вентиль с устойчивой намагниченностью одного слоя F_1 (закрепленного слоя большей толщины) и переключаемой спиновым током намагниченностью тонкого (свободного) слоя F_2 (b)

На рисунке 1.5 показан принцип работы устройства, основанного на STE, на примере трехслойного спинового вентиля $\text{Co}(F_1)/\text{Cu}/\text{Co}(F_2)$. Ток s -электронов, протекающих сначала через левый ферромагнетик, будет приобретать спиновый момент вдоль его намагниченности F_1 . Этот закрепленный слой со сравнительно высокой толщиной и магнитной анизотропией, пропорциональной ей, имеет фиксированную намагниченность и служит в качестве поляризатора спина. Когда электроны достигают другого слоя F_2 , обменное взаимодействие между электронами проводимости и ионами Co второго слоя (s - d обмен) способствует передаче спинового момента от s -электронов к спином локализованных на ионах металла d -электронов. В результате, спиновый момент ферромагнитной атомной решетки Co в слое F_2 выстраивается вдоль намагниченности F_1 . Таким образом, первый слой спинового вентиля создает спин-поляризованный ток, который, попадая во второй слой, изменяет направление его намагниченности. На языке информатики можно сказать, что дело сделано – бит информации записан.

2. ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ СПИНОВОГО ТОКА

2.1. Спиновые сенсоры в биологии, медицине

Разработка магниторезистивных ГМС-платформ обеспечивает мощное их применение в клинической диагностике, доставке лекарств, фармацевтических измерениях, геномных технологиях и терапии рака. Быстрое развитие технологий обработки и анализа наночастиц, а также методов производства и диагностики способствуют развитию медицинских технологий. Гетероструктуры ГМС были предложены и применены для измерения концентрации магнитомаркированных клеток [3, 4]. Магнитные наночастицы (МНЧ) могут избирательно захватываться клетками и разделяться в магнитной сепараторной колонке. Множественные повторяющиеся измерения концентрации оставшихся клеток позволяют сепарировать их до тех пор, пока не будет достигнута необходимая концентрация. Магнитные наночастицы, включенные в биологическую систему, влияют на намагниченность платформы ГМС своим локальным магнитным полем (рис. 2.1).

Намагничивание влияет на электропроводность датчиков и генерирует соответствующий отклик электроники. Запись кинетики реакций белковых комплексов, меченных ферромагнитными частицами и расположенными на поверхности датчика, становится возможной

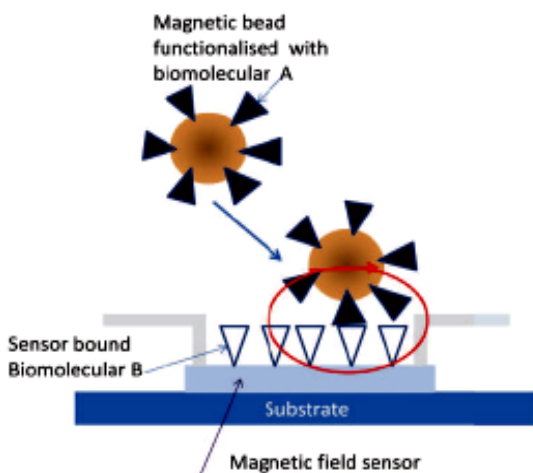


Рис. 2.1. Магнитные микрочастицы на поверхности магнитного сенсора

благодаря рекристаллизации датчика ГМС. Большая часть исследований посвящена интегрированной реакции датчика ГМС на значительное количество МНЧ, способствующих эффективному магнитному полю. В [5] показано, что отдельные магнитные наночастицы и их ансамбли вызывают локально неоднородную намагниченность ферромагнитного слоя CoFeB в спиновом клапане MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO/GaAs.

Наличие магнитомеченых клеток на поверхности изменяет динамику намагничивания пленок и распространения доменных стенок, а также интегральный выход датчика ГМС. Локальное воздействие ансамбля наночастиц может вызвать перемагничивание области пленок CoFeB, что приводит к линейному выходу, пропорциональному концентрации частиц. Локальное магнитное насыщение микрообластей приводит к тому, что нелинейный выход схемы непропорционален количеству частиц, а также агломерации наночастиц в ансамблях. В этой главе обсуждается мониторинг поверхности датчика ГМС, покрытой белковыми клетками, с магнитными метками, связанными с антигеном Anti-LGR5, а также анализ поверхности, покрытой ферромагнитными частицами. Комплекс LGR5 играет роль рецептора, обеспечивающего модуляцию передачи β -catenin в стволовых клетках [6, 7]. LGR5-позитивные клетки способствуют зарождению и распространению рака в желудке, почках, тонком кишечнике, толстой кишке, волосяном фолликуле, являющемся высокоспецифическим маркером стволовых клеток.

Поверхность платформы I, которая представляла собой спиновый клапан MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO/GaAs и платформы II (псевдоспиновый клапан MgO/CoFeB/MgO/GaAs, без разделяющей прослойки Ta) была покрыта раствором PBS с частицами RA Micro (Anti-LGR5 Micro). Жизнеспособность (V) клеток рассчитывали в культурах OLS в комнате Gogiev с трипановым синим, окрашивая мертвые клетки. Общее количество клеток OLS (T) составляет $6,1 \cdot 10^6$, количество живых клеток (L) составляет $5,92 \cdot 10^6$, число мертвых клеток (D) составляет $0,18 \cdot 10^6$, жизнеспособность – 97%. Мононуклеарные клетки (приблизительно $1,55 \cdot 10^6$ клеток/мл) культивировали в 24-луночном планшете в 1,5 мл свободной от сыворотки среды Iskov (Sigma-Aldrich, США), содержащей 10%-ный человеческий сывороточный альбумин (Microgen, Россия), 2 мМ *L*-глутамин и 30 мкг/мл гентамицина в течение 24 часов при 37 °С, в увлажненной атмосфере, содержащей 5% CO₂. Через 24 часа после культивирования отношение T, L, D, V для однослойных и двухслойных спиновых датчиков было следующим (см. табл. 2.1).

2.1. Типы образцов и концентрация магнитомеченных клеток, нанесенных на двух типах платформ ГМС

Образцы Параметры клеток	Платформа II	Платформа I	Эталонный образец
T	$1,42 \cdot 10^6$	$1,46 \cdot 10^6$	$1,52 \cdot 10^6$
L	$1,38 \cdot 10^6$	$1,40 \cdot 10^6$	$1,48 \cdot 10^6$
D	$0,04 \cdot 10^6$	$0,06 \cdot 10^6$	$0,04 \cdot 10^6$
V	97%	95%	97%

В работе [5] рассмотрена модельная ситуация с использованием высушенных клеток, помеченных наночастицами, для проверки физических аспектов возможного детектора клеток. Была проведена магнитная предварительная аттестация двухслойной платформы CoFeB/Ta/CoFeB, а также надежно установлена диаграмма переключения магнитного поля в координатах магнитное поле–температура [8].

Сканирование поверхности сенсора магнитным силовым микроскопом позволяет отличить роль зарождения фазового превращения, статистического распределения частиц и их влияния на петлю магнитного гистерезиса. Анализ магнитного отклика спинового вентиля MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO и однослойной ГМС-платформы MgO/CoFeB/TaMgO на осаждение меченых клеток LGR5 и ферромагнитных микрошариков на их поверхности даст ответ на возможность применения таких структур в качестве биосенсоров [5]. С этой целью были использованы два типа плат ГМС, демонстрирующих перпендикулярную магнитную анизотропию: двухслойные (платформа I) MgO (2,5 нм)/CoFeB (1,1 нм)/Ta (0,75 нм)/CoFeB (0,8 нм)/MgO (2,5 нм) и однослойные (платформа II) без разделяющего слоя Ta: MgO (2,5 нм)/Ta (0,75 нм)/CoFeB (0,8 нм)/MgO (2,5 нм). Эти системы были выращены на подложке GaAs магнетронным распылением. Детали условий роста и данные о структурных и магнитных свойствах можно найти в [9, 10].

Методы атомно-силовой микроскопии (АСМ) и магнитосиловой микроскопии (МСМ) обеспечивают запись профиля поверхности при первом проходе сканирования, тогда как распределение второй производной от нормальной составляющей магнитного поля d^2H_z/d^2z отображалось во время второго обратного хода кантилевера. Полученные изображения соответствуют фазовому сдвигу колебаний консоли,

вызванных магнитным взаимодействием кантилевера с поверхностью образца. Так как пленки CoFeB обладают сравнительно низким коэрцитивным полем (~ 100 Э), в экспериментах использовались магнитные кантилеверы с низкой намагниченностью, покрыты слоем CoCr, в два раза тоньше, нежели стандартные наконечники МСМ [11].

Низкий магнитный момент кантилевера предотвращает перемагничивание поверхности кантилевером во время сканирования. Оптимальный подбор амплитуды, частоты и фазы консольных колебаний улучшает качество изображения магнитной структуры (рис. 2.2).

Начальные поверхности платформ I и II были гладкими (шероховатость ~ 1 нм). Белковые клетки с магнитными метками (наночастицы $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$), связанными с антигеном Anti-LGR5 осаждались на поверхность ГМС-платформы двух типов. Осажденный образец сушили, а затем выполняли измерения на микроскопе. Каждая платформа сканировалась три раза: начальная поверхность, очищенная ультразвуком (1), поверхность с нанесенными наночастицами (без магнитомеченных клеток) (2), поверхность с высушенными клетками, мечеными одними и теми же наночастицами (3). Сканирование АСМ и МСМ двухслойной платформы I позволило выделить отдельные микрошарики (microbeads) в режимах АСМ и МСМ (рис. 2.3, а, б). Соответствующие рельефы поверхности представлены на рис. 2.3, в, г. Аналогичные сканы были получены для однослойного образца II (рис. 2.3, д, е).

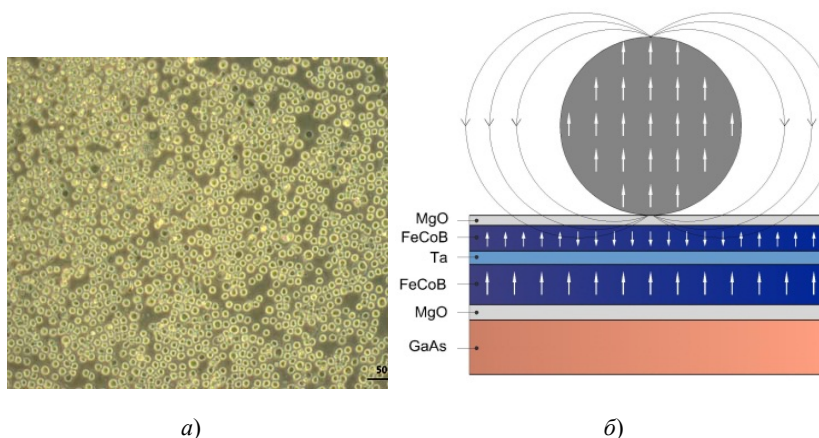


Рис. 2.2. Изображение клеток, меченных магнитными наночастицами на поверхности платформы I с помощью оптического микроскопа (а), эскиз платформы ГМС и магнитного поля рассеяния одиночного ферромагнитного микрошарика (б)

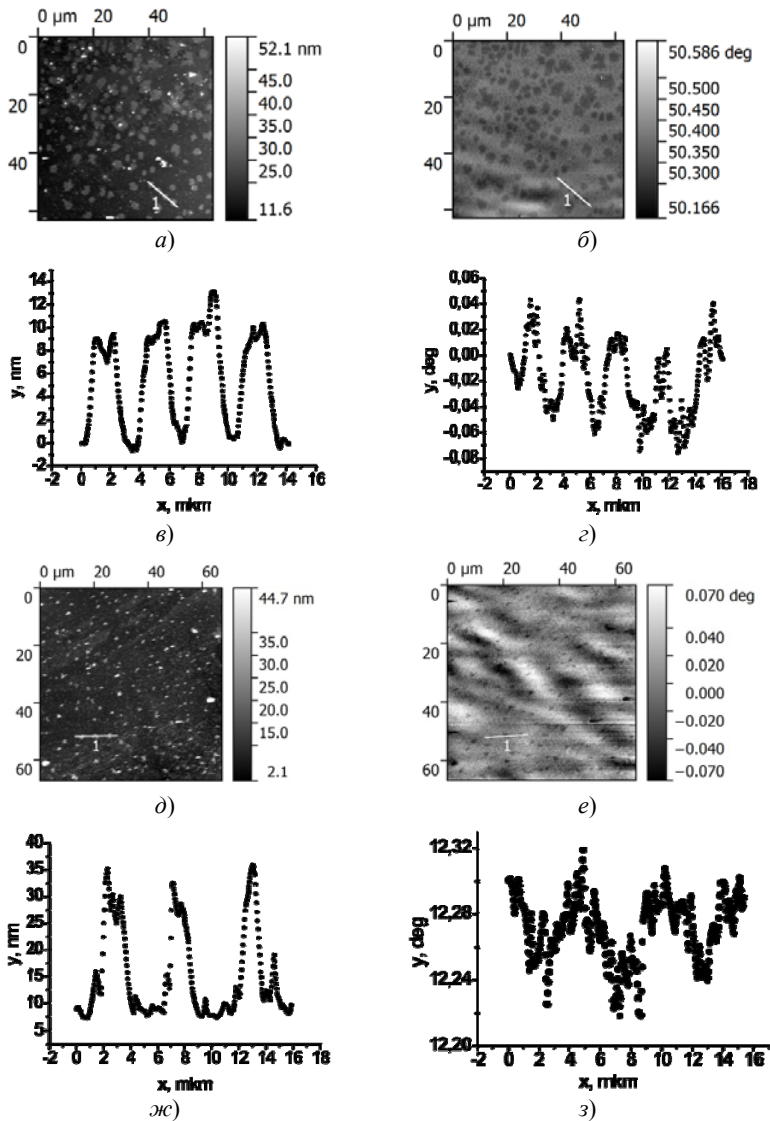


Рис. 2.3. АСМ (а) и МСМ (б) изображения поверхности трехслойной платформы I FeCoB с магнитными наночастицами на поверхности. Профили рельефов в режимах АСМ (в) и МСМ (г). Изображения поверхности однослойной платформы I с магнитными наночастицами на поверхности в режиме АСМ (д) и МСМ (е) и соответственно их профили (ж) и (з)

Сканирование МСМ содержит две особенности при сканировании поверхности с нанесенными частицами в режиме фазового контраста. Методом МСМ были детектированы узкие максимумы $<0,5$ мкм, соответствующие микрошарикам (microbeads), и широкие максимумы, соответствующие неоднородности намагниченности поверхности (рис. 2.3).

Магнитная неоднородность не была обнаружена до нанесения частиц в любых участках платформ I и II (рис. 2.4, а), но после осаждения МНЧ была обнаружена хорошо выраженная волнообразная неоднородность (рис. 2.4, б). Ультразвуковая очистка платформ устраняет крупномасштабную магнитную неоднородность, а также исчезает МСМ-изображение микрошариков (рис. 2.4, в).

Многочратное повторение процедур очистки и осаждения показало хорошую воспроизводимость волновых магнитных неустойчивостей крупномасштабного размера $\sim 4 \dots 5$ мкм, индуцированных осаждением ферромагнитных частиц на поверхность двуслойной платформы I и однослойной платформы II. Серии типичных МСМ-изображений

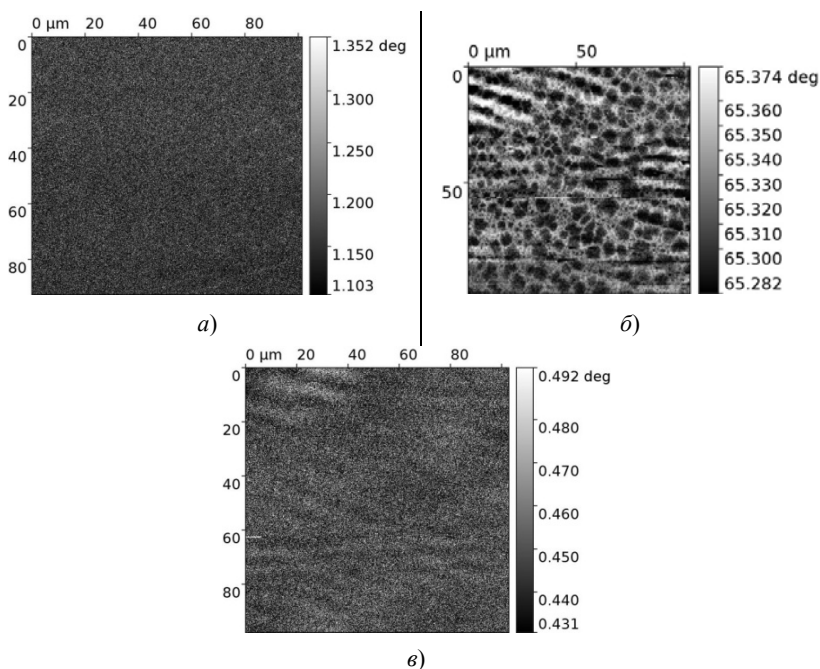


Рис. 2.4. Изображения МСМ одной и той же части платформы I до осаждения наночастиц (а), после осаждения наночастиц (б), после осаждения наночастиц и их удаления ультразвуковой очисткой (в)

поверхности до (рис. 2.5) и после (рис. 2.6) нанесения частиц подтвердили аналогичные изменения во всех частях образца. Профиль АСМ типичного одиночного микрошарика (рис. 2.7) был аппроксимирован методом, предложенным в [12].

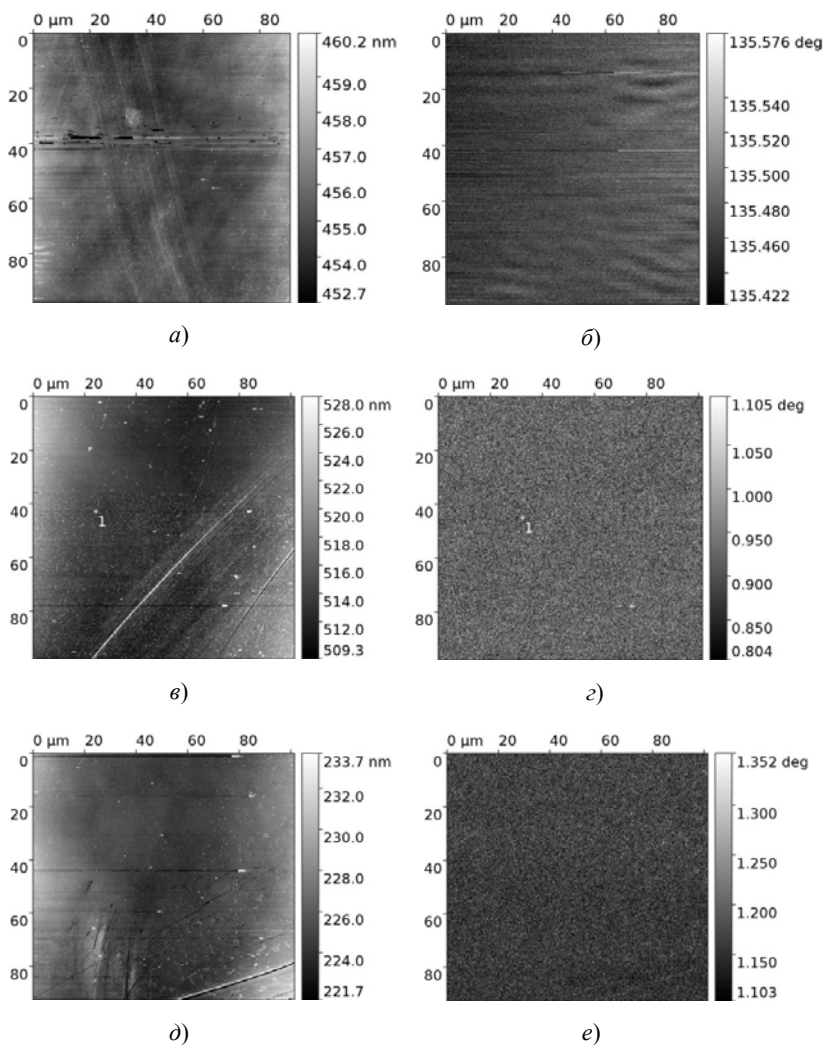


Рис. 2.5. АСМ (а, в, д) и МСМ (б, г, е) изображения в разных частях платформы II до осаждения МНЧ

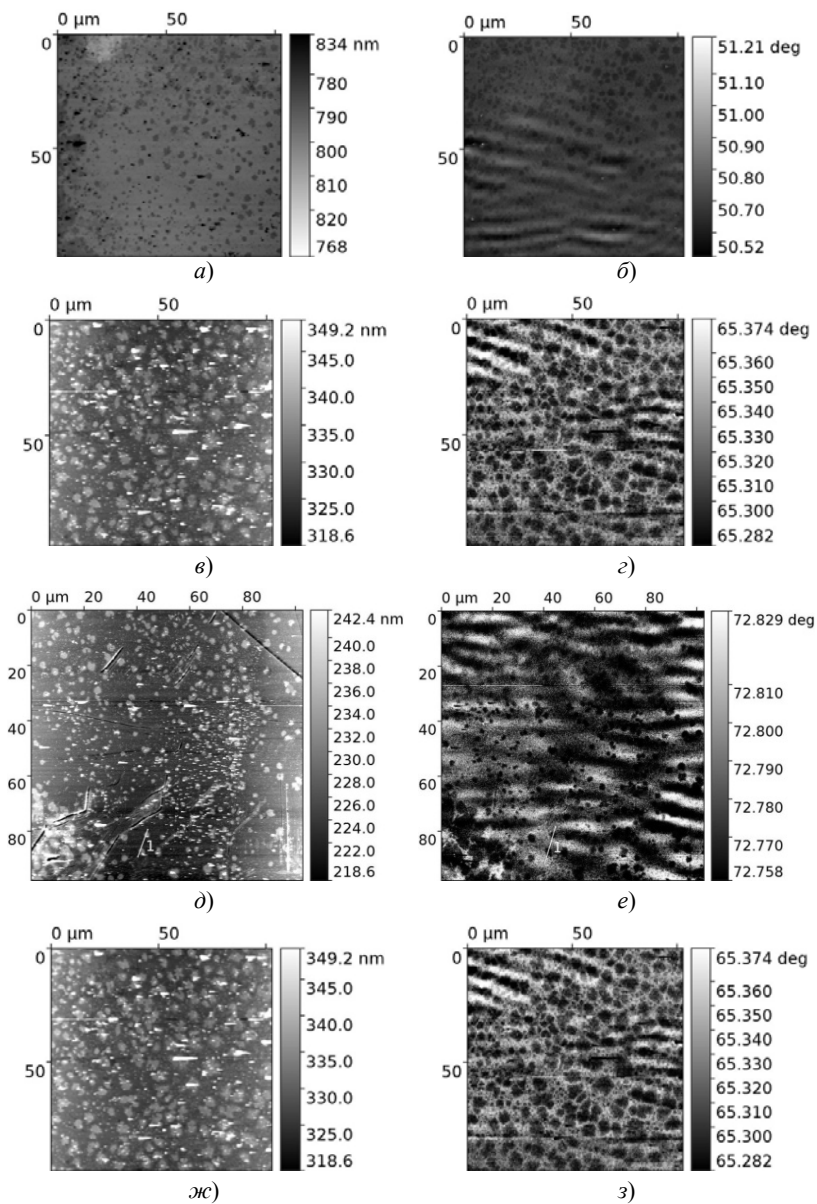


Рис. 2.6. АСМ (а, в, д, ж) и МСМ (б, г, е, з) изображения в разных участках платформы II после осаждения МНЧ

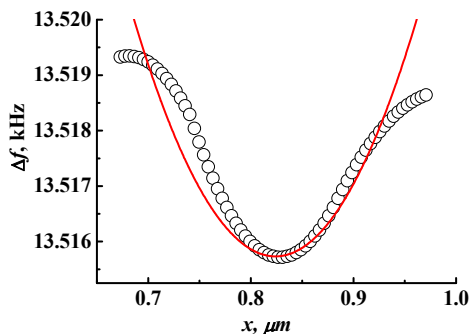


Рис. 2.7. Рельеф МСМ типичного одиночного микрошарика (microbeads), нанесенного на платформу I (круги), его аппроксимация (сплошная линия)

Известно, что сдвиг частоты МСМ-кантилевера Δf пропорционален магнитному моменту m отдельной частицы, помещенной на поверхность [12]:

$$\Delta f = 6\pi M_S d^3 c(h)^{-1}, \quad (2.1)$$

где M_S – намагниченность одной частицы; d – диаметр частицы; h – подъем; $c(h)^{-1}$ – постоянная пропорциональности, определяемая из зависимости $\Delta f(h)$, измеренная для наночастиц $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ известного размера (50 нм) и с известной намагниченностью.

Как было показано в [12], сдвиг частоты достигает своего максимума, когда намагниченность сферической частицы выравнивается вертикально (рис. 2.2, б). Оценка магнитного момента одного микрошарика приводит к значениям $m \sim 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ emu} = 1,2 \cdot 10^7 \mu_B$, что соответствует $N \sim 10^7$ спинов на одну частицу. Дипольным магнитным взаимодействием между ферромагнитной поверхностью и магнитными частицами пренебрегали. Это взаимодействие уменьшает эффективное поле рассеяния, измеренное с помощью микроскопа МСМ. Вторым фактором, уменьшающим эффективное поле рассеяния, является неизвестное распределение и взаимодействие наночастиц внутри одного микрошара. В основном, взаимодействие между частицами уменьшает эффективное поле рассеяния. Таким образом была получена нижняя граница значения m .

Осаждение антигена LGR-5, меченного теми же микрошариками, позволило выявить сложный дендритоподобный профиль высушенной биологической структуры в режиме АСМ (рис. 2.8, а) сканирования. На МСМ-изображении (рис. 2.8, б) распределение магнитных частиц в биообъекте не удалось обнаружить.

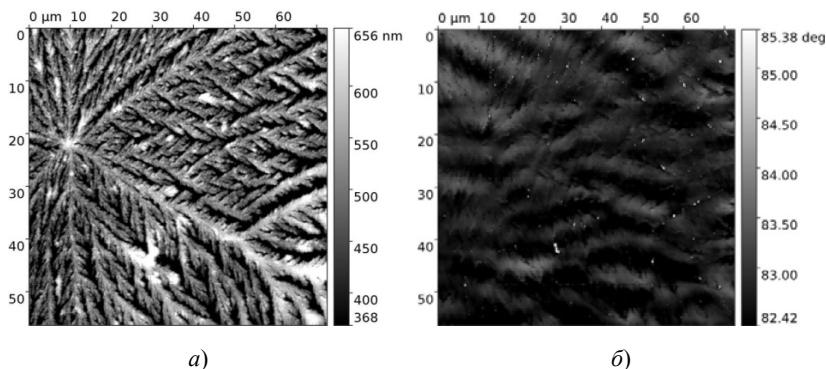


Рис. 2.8. АСМ (а) и МСМ (б) изображения поверхности образца с клетками LGR-5, меченные микрошариками на поверхности двухслойного слоя

Сканирование в двух режимах (АСМ и МСМ) не совпало, что указывает на очень специфическую конфигурацию поля магнитного рассеяния, сложную для количественного анализа. Микрошарики, распределенные в диамагнитных средах, были довольно далеки от магнитного кантилевера. Метод МСМ не смог отличить их поля рассеяния. Поскольку магнитное изображение одного микрошарика не может быть извлечено из МСМ-сканирования осажденной клетки, описанные выше эксперименты с наночастицами в отсутствие стволовых клеток, являются модельными экспериментами, приводящими к аналогичным изменениям в петле гистерезиса, как в случае осаждения клеток с магнитными частицами. Магнитные петли гистерезиса двухслойной и монослойной системы при $T = 300$ К представлены на рис. 2.9, а, б и рис. 2.9, в, г соответственно. Нанесение микрошариков магнитных наночастиц вызывает увеличение критического поля переключения и изменение намагниченности стабильного состояния платформы I (рис. 2.9, а, б). На платформе II появился боковой гистерезис и изменился наклон dM/dH в диапазоне $0,1 \dots 0,4$ кЭ после осаждения микрошариков на поверхности (рис. 2.9, в, г). Эти изменения в петлях гистерезиса платформ I и II не могут быть отнесены как дополнительный вклад микрошариков наночастиц.

В отдельной серии проверочных экспериментов было подтверждено отсутствие магнитного гистерезиса микрошариков $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, закрепленных на поверхности Si, при $T = 300$ К (рис. 2.10, а) и небольшой петли гистерезиса при $T = 7$ К (рис. 2.10, б). Диамагнитный вклад подложки Si был вычтен. Аналогичные данные о петлях гистерезиса в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$

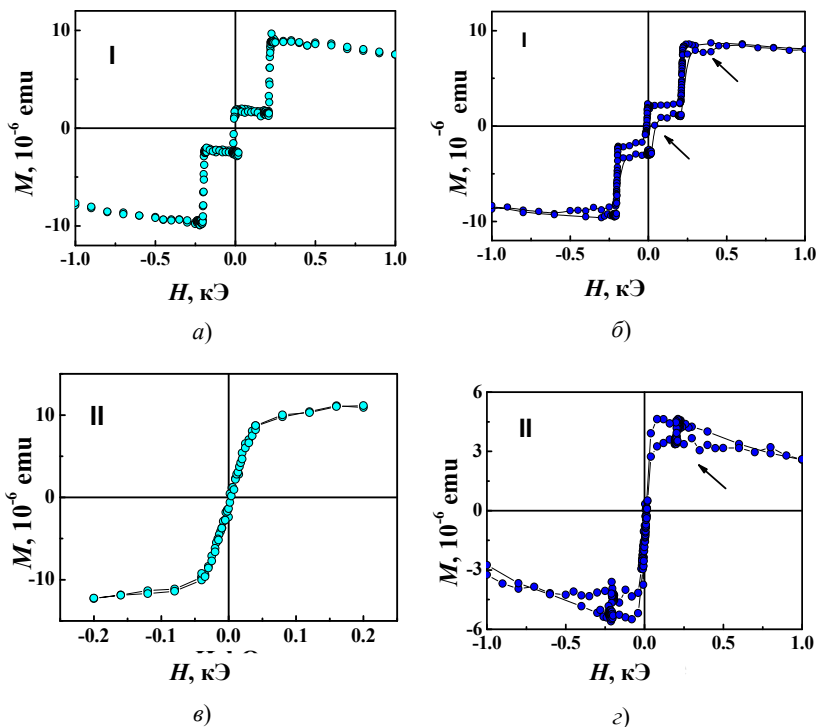


Рис. 2.9. Магнитные петли гистерезиса двухслойной платформы (I) и монослойной системы (II) при $T = 300$ К:

$a, в$ – являются эталонами отсчета в отсутствие микрошариков;

$б, г$ – являются образцами с микрошариками microbeads.

Изменения, вызванные осаждением МНЧ, отмечены стрелками

наночастиц были получены другими исследователями в [13, 14]. Можно оценить количество наночастиц $N \sim 6 \cdot 10^{10}$ из намагненности насыщения $M_s \sim 25$ emu/g. Магнитный момент наночастицы равен $m \sim 3,2 \cdot 10^{-15}$ emu. Можно заключить, что изменение петли гистерезиса платформ I и II обусловлено взаимодействием ферромагнитных микрошариков и тонких ферромагнитных пленок, что указывает на возможность применения CoFeB (1,1 нм) / Ta (0,75 нм) / CoFeB (0,8 нм) структур в качестве биосенсоров.

Для объяснения взаимодействия ферромагнитных микрошариков и спиновых вентилях рассмотрим четыре устойчивых состояния M_1, M_2, M_3, M_4 платформы I, приведенные на рис. 2.11, a , которые соответствуют различным комбинациям намагненностей слоя.

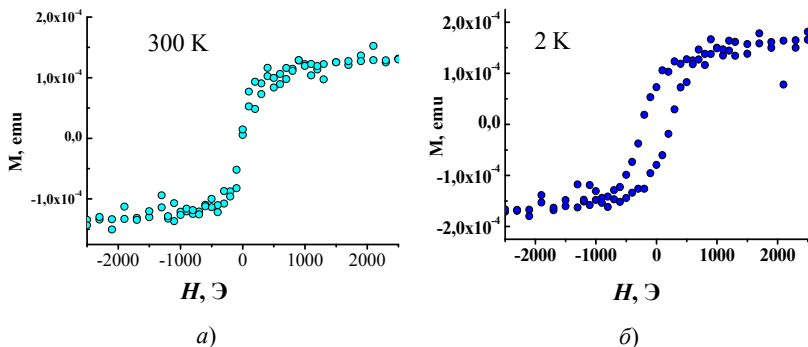


Рис. 2.10. Магнитные петли гистерезиса микрошариков $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, закрепленных на поверхности Si:

a – при $T = 300$ К; *б* – при $T = 2$ К.

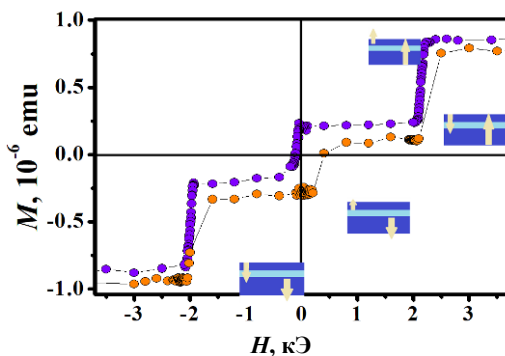
Диамгнитный вклад подложки Si вычитается

M_1 и M_4 соответствуют параллельной ориентации намагниченностей верхнего и нижнего слоев M_U и M_D вдоль и против положительного направления поля H соответственно; M_2 и M_3 соответствуют антипараллельным взаимным ориентациям M_U и M_D .

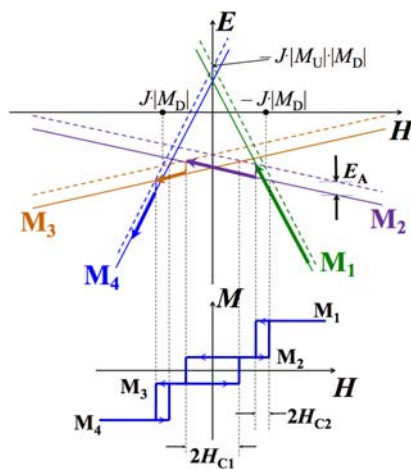
Поскольку толщины верхнего и нижнего слоев различны, состояния M_2 и M_3 имеют ненулевое полное намагничивание. Полная карта (диаграмма T – H) различных состояний для такой двухслойной системы описана в [8]. Как было показано в работе [8], переключение двухслойной платформы во внешнем магнитном поле контролируется суммой обменного взаимодействия Гейзенберга между двумя ферромагнитными слоями $E_{EX} = -J(M_U M_D)$, зеемановской энергией $E_Z = -(HM_U) - (HM_D)$, которая соответствует внешнему магнитному полю, магнитная анизотропия $E_A = -(K_{US}S + K_{DS}S)$, образующая энергетический барьер, разделяющий различные состояния системы (M_U и M_D – магнитные моменты верхнего (свободного) слоя и нижний (закрепленный) слой, соответственно, K_{US} и K_{DS} представляют собой константы анизотропии верхнего и нижнего слоев тех же областей S соответственно). Зависимости зеемановских энергий от магнитного поля для состояний M_1 , M_2 , M_3 и M_4 показаны тонкими сплошными линиями на рис. 2.11, б.

На диаграммах (рис. 2.11): сплошные линии отвечают полевым зависимостям зеемановских энергий $E(H)$ для M_1 (зеленый), M_2 (фиолетовый), M_3 (оранжевый) и M_4 (синий) магнитные состояния; штриховые линии являются кривыми для тех же состояний, сдвинутых вверх по барьеру анизотропии. Поля переходов между состояниями

определяются точками, где сплошная линия для предыдущего состояния пересекает пунктирную линию для следующего состояния. Полу-жирные стрелки указывают траекторию системы для направления раз-вертки в верхнем нижнем поле. Точечные линии указывают на соот-ветствие между критическими точками на энергетической диаграмме и полями переключений на петлях гистерезиса (рис. 2.11, б).



а)



б)

Рис. 2.11. Магнитная петля гистерезиса и четыре стабильных состояния намагничивания M_1, M_2, M_3, M_4 (а); энергетические диаграммы и моделирование петель гистерезиса платформы I (б)

Текущее состояние платформы I будет таким, где энергия будет самой низкой. Влияние магнитной анизотропии эквивалентно дополнительному потенциальному барьеру, разделяющему магнитные состояния платформы. Магнитная анизотропия сдвигает энергию состояния вдоль оси E (пунктирные линии на рис. 2.11, б). Система не выходит из текущего состояния (сплошная линия), пока магнитное поле не достигнет порогового значения, достаточно сильного, чтобы преодолеть барьер (разница между пунктирной и сплошной линией).

Учет магнитной анизотропии верхнего слоя K_U и нижнего K_D позволил вычислить пороговые магнитные поля переключения, необходимые для переходов между состояниями M_1, M_2, M_3, M_4 [8]:

$$H_{1-2} = \frac{2|E_{EX}| - K_U}{2M_U}, \quad (2.2)$$

$$H_{1-3} = \frac{2|E_{EX}| - K_D}{2M_D}, \quad (2.3)$$

$$H_{2-3} = \frac{K_D}{2(M_U - M_D)}, \quad (2.4)$$

$$H_{2-4} = -\frac{2|E_{EX}| + K_D}{2M_D}, \quad (2.5)$$

$$H_{3-4} = -\frac{2|E_{EX}| + K_U}{2M_U}. \quad (2.6)$$

Петля гистерезиса, которая наблюдается для платформы I, зависит от магнитной анизотропии нижнего (закрепленного) слоя. В платформе I его значение превышает пороговое значение:

$$K_D > 2|E_{EX}| \frac{M_D - M_U}{M_U}. \quad (2.7)$$

В этом случае петля магнитного гистерезиса содержит три перехода $M_1 \rightarrow M_2$, $M_2 \rightarrow M_3$ и $M_3 \rightarrow M_4$. Соответствующие поля перехода определяются уравнениями (2.2), (2.3) и (2.6) соответственно. Таким образом, магнитный гистерезис спинового вентиля содержит внутреннюю петлю, соответствующую перемагничиванию нижнего слоя и двух внешних петель, соответствующих перемагничиванию верхнего слоя (рис. 2.9 и рис. 2.11, а).

Критические магнитные поля переключения (CMF) между состояниями M_1 , M_2 , M_3 и M_4 составляют $H_{1,2} = 211$ Э, $H_{2,3} = 0$ Э, $H_{3,4} = -208$ Э, измеренные с точностью $\pm 2 \dots 3$ Э. Уравнения (2.2) – (2.6) позволили оценить корреляционные барьеры обменной энергии и анизотропии при $T = 300$ К: $E_{EX} = -0,01$ мДж/м², $K_U/S = 0,02$ мДж/м², $K_D/S = 0,04$ мДж/м² для платформы I. Барьеры анизотропии для платформы I составляют $K_U = 41$ эрг/см³, $K_D = 68$ эрг/см³. Осаждение наночастиц на поверхность привело к двум типам изменений, отмеченных стрелками на рис. 2.9, б, в:

1) увеличение критического магнитного поля переключения (CMF) $H_{2,3}$ внутреннего гистерезисного контура до 50 Э на платформе I;

2) внешний вид боковой наружной петли гистерезиса на платформе II (рис. 2.11, а). Можно оценить магнитный момент $m \sim 1,2 \cdot 10^{-13}$ етм и количество микрошариков (microbeads) $N = 6 \cdot 10^8$ на платформе I, заменяя новое значение критического магнитного поля переключения CMF ($H_{2,3} = 50$ Э) в (6.4).

Это значение в 100 раз выше по сравнению с числом магнитомеченных клеток, обсуждаемых в соответствующем эксперименте (см. табл. 2.1). Если принять во внимание константу магнитной анизотропии верхнего и нижнего слоев, уравнение (2.4) можно использовать для объяснения изменений в критическом магнитном поле $H_{2,3}$ за счет уменьшения намагниченности верхнего слоя M_U , подвергнутого осаждению наночастиц на его поверхности. Поскольку межслойное обменное взаимодействие не может быть чувствительным к осаждению наночастиц, изменение намагниченности верхнего слоя в результате осаждения наночастиц регулирует изменения $H_{1,2}$ и $H_{2,3}$ критического магнитного поля переключения в обратном направлении магнитного поля (см. уравнения (2.2) и (2.4)). Уменьшение M_U находится в хорошем согласии с магнитной неоднородностью, наблюдаемой МСМ (рис. 2.4). Платформа II не проявляет никакой внутренней петли, а внешние петли наблюдаются после осаждения МНЧ (рис. 2.9). Этот факт можно объяснить поворотом намагниченности свободных МНЧ, сопровождающих изменения в области развертки магнитного поля или центров обменного смещения, соответствующих микрошарикам. Поля рассеяния наночастиц способны генерировать локальные препятствия и изменять процессы намагничивания в тонкой пленке CoFeB [15, 16].

Таким образом, экспериментально подтверждено влияние микрошариков α -Fe₂O₃ на магнитные свойства спиновых клапанов MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO/GaAs и монослойной системы MgO/CoFeB/MgO/GaAs. Чувствительность поля переключения к частицам составляет $\sim 5 \cdot 10^4$ магнитомеченных клеток на 1 Э, т.е. доста-

точно высокая для надежных измерений концентрации клеток. Магнитные поля рассеяния ферромагнитных микрошариков, захваченных клетками, изменяют критическое магнитное поле переключения, контролируемое конкуренцией между магнитной анизотропией, межслоевой обменной связью и энергией Зеемана в синтетическом ферримагнетике с перпендикулярной анизотропией. Локальное магнитное поле наночастиц и их влияние на ферромагнитную пленку соответственно оценивались с помощью результатов магнитно-силовой микроскопии. Рассеяние магнитных полей частиц увеличивает магнитное поле спинового клапана до 240 Э из-за увеличения намагниченности свободного слоя. На поверхности двуслойной платформы I, а также на однослойной платформе II наблюдались крупномасштабные волновые магнитные неустойчивости ферромагнитных пленок $\sim 4 \dots 5$ мкм, вызванных ферромагнитным осаждением микрошариков [5].

2.2. Спиновые ячейки памяти и считывающие головки

В прошлом веке головки для считывания информации с жестких магнитных дисков компьютеров были основаны на законе электромагнитной индукции. Они состояли из тонких магнитных пленок, в которых индуцировалось электрическое напряжение при относительном перемещении намагниченных элементов носителя информации рядом с головкой. Это напряжение прямо пропорционально скорости изменения магнитного потока и намагниченности фрагментов жесткого диска. Поэтому скорость движения головки относительно диска должна быть максимально возможной. В такой схеме прошлого века удается считывать информацию при плотности записи – 500 Мбит/дюйм², что соответствует площади ~ 1 мкм², приходящейся на 1 бит. С тех пор произошел качественный скачок, связанный с изменением физических принципов считывания магнитной информации. Сегодня плотность записи превышает уже 150 Гбит/дюйм² и рассматривается как недостаточно высокая. Площадь участка, содержащего 1 бит информации, теперь составляет 33 нм². Индуктивные головки не способны считывать сигнал с носителя со столь высокой плотностью информации. Поэтому изготовители компьютеров с 1991 г. используют магниторезистивные датчики, основанные на изменении в магнитном поле электросопротивления чувствительного слоя из материала, близкого по составу к пермаллою Ni₈₀Fe₂₀. Разумеется, при этом используется именно эффект ГМС, который таким образом, сегодня проник во все компьютеры, сотовые телефоны и прочее окружающее нас цифровое оборудование [17].

Магнитный датчик на основе анизотропного магнетосопротивления (слева) добавляется к индуктивной «кольцевой» головке (справа), используемой для записи. Расстояния между полюсными наконечниками магнитов определяют соответственно «запись» и «считывание» информации, от которых зависит минимальная длина магнитных доменов, ширина дорожки и толщина носителя записи. В записи жесткого диска, ширина дорожки и длина магнитных доменов будет меньше для конфигурации «ток перпендикулярно плоскости».

Подобное устройство, использующее эффект гигантского магнетосопротивления для считывания информации с магнитной среды (например, жесткого магнитного диска или магнитной ленты), представлено схематически на (рис. 2.12 и 2.13). На рисунках показана плоская магнитная дорожка, каждый намагниченный участок которой содержит один бит информации. Запись производится с помощью катушки на сердечнике, помещенной в экран для концентрирования магнитного поля в узкой области. Остаточное магнитное поле намагниченных участков дорожки изменяет сопротивление чувствительного датчика ГМС, а соответствующий сигнал далее усиливается и фильтруется. Нужно отметить, что одним из недостатков существующей системы записи-считывания является необходимость механического перемещения датчика относительно носителя информации. Этот процесс занимает длительное время при поиске нужного фрагмента жесткого диска. Инженерное решение этой проблемы, позволяющее вовсе избавиться от движущихся частей и почти мгновенно считывать нужную информацию, заключается в создании так называемой магнитной памяти произвольного доступа (Magnetic Random Access Memory, **MRAM**).

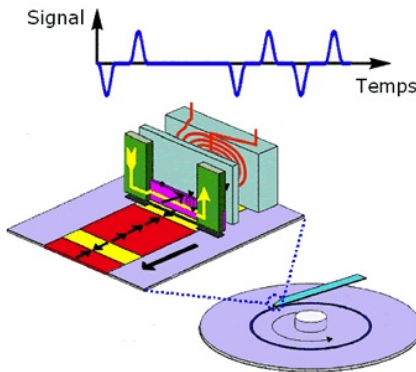


Рис. 2.12. Схема считывающей головки на жестком диске с использованием эффекта ГМС для обнаружения магнитных полей, генерируемых намагниченными элементами (доменами) жесткого диска

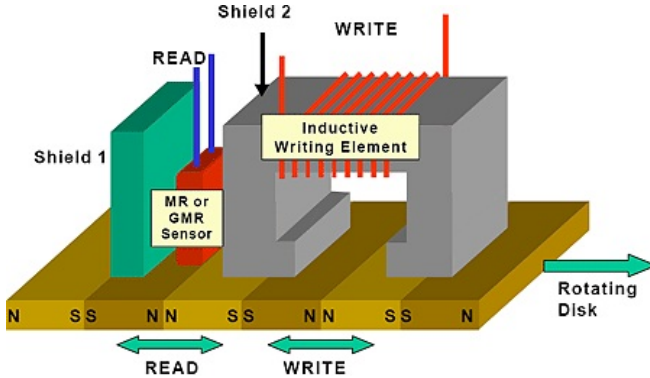


Рис. 2.13. Магниторезистивная головка для записи на жесткий диск. Схематическая структура магниторезистивной головки, представленная IBM для жестких дисков в 1991 г.

Принцип MRAM основан на так называемой кросс-точечной архитектуре (рис. 2.14). Бинарная информация 0 и 1 записывается на двух слоях, содержащих точечные магнитные элементы с противоположно ориентированными намагниченностями. Эти элементы (спиновые вентили ГМС) соединены с точками пересечения двух перпендикулярных массивов, параллельных проходящих через одну строку каждого массива, и только в точке пересечения этих линий возникнет достаточно высокое магнитное поле для переориентации намагниченности свободного слоя спинового вентиля. Для считывания измеряется сопротивление между двумя линиями, соединяющими адресную ячейку. Скорость записи-считывания в таком устройстве ограничивается скоростью распространения тока (т.е. практически скоростью света) и в практическом отношении может считаться бесконечно высокой. В нем отсутствуют механические элементы и другие прецизионные устройства для поиска участков жесткого диска и другие инженерные элементы прошлого века. Однако при создании прототипов такой памяти стало понятным, что магнитное поле использовать для записи и считывания весьма энергоемко, и плотность элементов при этом оказывается недостаточно высокой. Поэтому конструкция, изображенная на рис. 2.14, была усовершенствована таким образом, что к спиновым вентилям был добавлен еще один (третий) ферромагнитный слой, который служит источником спин-поляризованного тока. В результате переключение намагниченности спиновых вентилях осуществляется не магнитным полем, а спин-поляризованным током, который может быть отличен от нуля даже тогда, когда кулоновский ток (и тепловые потери) равен нулю.

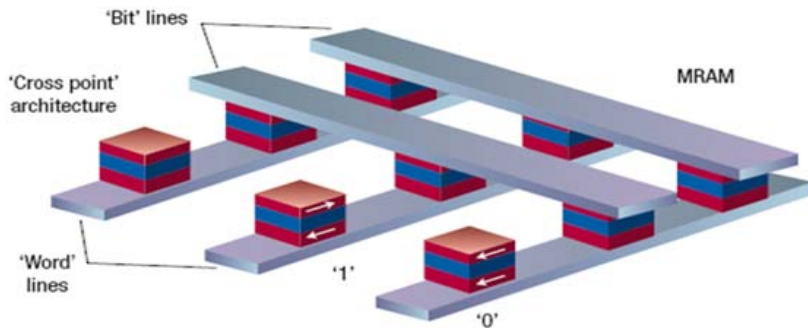


Рис. 2.14. Магнитная память произвольного доступа (MRAM)

<http://sci-hub.tw/10.1038/nmat2024>

MRAM выгодно отличается от существующей полупроводниковой памяти (SRAM, static random access memory) тем, что является энергонезависимой памятью. Сохранение информации в ней не требует внешних источников питания.

3. РАВНОВЕСНЫЕ СТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ СПИНОВОГО ВЕНТИЛЯ

3.1. Теория макроспина и энергетический баланс спинового вентиля

Ферромагнитные слои, связанные антиферромагнитным взаимодействием, известны как синтетические антиферромагнетики (SAF). В настоящее время они используются в технологически значимых системах, таких как (MRAM) и считывающие головки для хранения магнитных данных [1, 17]. Для создания синтетических антиферромагнетиков используются материалы с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА). Подобная конфигурация позволяет обеспечить высокую плотность записи, термическую стабильность и резкое магнитное переключение. Так же, в таких структурах, ожидается уменьшение плотности критического тока в MRAM Spin–Transfer–Torque (STT).

Многослойные устройства на основе CoFeB и Pt/Co/Ir/Pt/Co, состоящие из ферромагнитных слоев, разделенных тонким немагнитным слоем, привлекают внимание специалистов из-за применения в различных областях сенсорной промышленности, медицине и информационных технологиях.

Одним из неясных вопросов в области переключения спиновых вентилях является определение соответствия между энергетическим балансом ключевых взаимодействий (обменная связь E_{EX} , зеemannовская энергия E_Z энергия барьеров размагничивания тонкого (E_{thin}) и толстого (E_{thick}) слоя), а также последовательность переключения намагниченности внешним магнитным полем при разных температурах. Последовательность переключения намагничивания зависит от соотношения между обменной связью и барьером размагничивания. Удобная схематическая диаграмма позволяет прогнозировать последовательности переключения двухслойных устройств в зависимости от отношения намагниченности слоев и потенциальных барьеров размагничивания.

Многослойная система из MgO (2,5 нм)/CoFeB (1,1 нм)/Ta (0,75 нм)/CoFeB (0,8 нм)/MgO (2,5 нм)/Ta (5 нм) осаждалась на нелегированной подложке GaAs (001) (рис. 3.1, а) магнетронным распылением с использованием постоянного тока при комнатной температуре.

Образцы, на основе Co/Pt, разделенные спейсером Ir, показаны на рис. 3.1, б: Siликон/Ta (3)/Pt (3,2)/Co(t_{Co})/Ir (1,4)/Co (1)/Pt (3,2) (единица нм) [18].

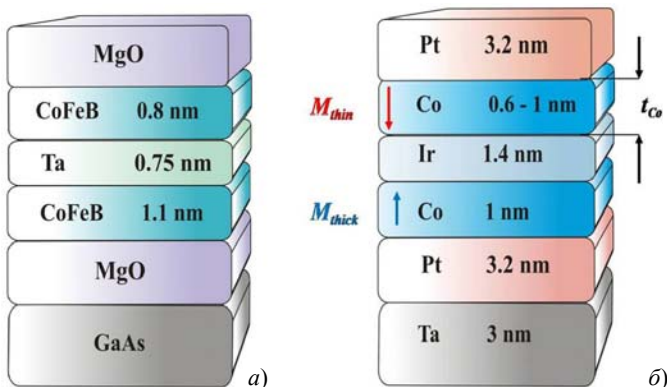


Рис. 3.1. Эскизы спиновых вентилей на остове:
a – CoFeB/Ta/CoFeB, который напылялся на подложку GaAs;
 MgO – поверхностный и буферные слои;
 Слои CoFeB связаны антиферромагнитно;
б – Co/Pt/Ir/Pt/Co. Стрелки M_{thin} и M_{thick} соответствуют намагничиваниям тонкого и толстого слоев

Толщины слоев кобальта, а также слои платины, которые имеют границу раздела с кобальтом, выбирались так, чтобы получить перпендикулярную магнитную анизотропию. Толщина слоя иридия является наиболее чувствительным параметром этого образца: слой Ir определяет связь между ферромагнитными слоями, взаимодействием РККИ. Изменяя толщину иридия в нашей структуре, мы можем получить локальную максимальную антиферромагнитную связь для толщины 1,4 нм. Эта связь была широко исследована в литературе [19]. Можно отметить, что глобальный максимум антиферромагнитной связи достигается около 0,6 нм. Тем не менее, мы решили не выращивать слюдяные слои иридия толщиной 0,6 нм, потому что шероховатость нашего образца и точность нашего метода осаждения не обеспечивают благоприятных условий для достижения максимума антиферромагнитного взаимодействия между слоями.

Одной из моделей, описывающих перемагничивание пленок и мультислоев с перпендикулярной намагниченностью, является модель «макроспина», рассматривающая магнитный момент макроскопического слоя и взаимодействие пары слоев в рамках Гейзенберговского формализма, применимого к отдельным к спинам. В небольших образцах размером $\sim 10 \dots 100$ нм, используемых для создания ячеек магнитной памяти, зарождение доменов не происходит, так как доменные стенки энергетически невыгодны. Для таких образцов, где каждый

ферромагнитный слой имеет однородную намагниченность, а разворот вектора намагниченности во внешнем магнитном поле происходит в течение $\sim 0,1$ нс, применима модель макроспина. Подробно теория макроспина описывается в главе 5.

Полевые зависимости магнитного момента были измерены при 300 К и представлены на рис. 3.2. На вставке рис. 3.2 представлены четыре стабильных магнитных состояния P^+ , AP^+ , AP^- , P^- с соответствующими ориентациями намагниченности толстого и тонкого слоев. Правая стрелка соответствует намагничиванию «закрепленного» или пиннингованного (pinning layer) слоя 1 нм. Левая стрелка соответствует намагничиванию «свободного» тонкого (free layer) слоя 0,6 нм. Состояния P^+ и P^- соответствуют параллельным ориентациям намагниченности ($\uparrow\uparrow$, $\downarrow\downarrow$) верхнего и нижнего слоя. Магнитные моменты M_{thin} и M_{thick} этих слоев направлены вдоль $\uparrow\uparrow$ или против $\downarrow\downarrow$ направления приложенного поля H . Состояния AP^+ , AP^- соответствуют антипараллельным взаимным ориентациям M_{thin} и M_{thick} , которые различаются направлением суммарного магнитного момента по отношению к внешнему магнитному полю, так как $M_{\text{thin}} \neq M_{\text{thick}}$.

Магнитные моменты, соответствующие указанным выше четырем магнитным состояниям, определяются следующими значениями: $P^+ = M_{\text{thick}} + M_{\text{thin}}$; $AP^+ = M_{\text{thick}} - M_{\text{thin}}$; $AP^- = -M_{\text{thick}} + M_{\text{thin}}$; $P^- = -M_{\text{thick}} - M_{\text{thin}}$.

Кривая намагничивания состоит из трех петель. Перемагничивание свободного и пиннингованного слоя сопровождается полевой зависимостью магнитного момента $H(M)$.

Под воздействием сильного магнитного поля $H = +4$ кЭ, образец приходит в состояние насыщения. Векторы намагниченности свободного и пиннингованного слоев направлены по полю, что соответствует стабильному состоянию P^+ . Если затем поле уменьшается, то перемагничивается свободный слой, а намагниченность пиннингованного слоя удерживается обменным взаимодействием и остается прежней (стабильное магнитное состояние AP^+). Намагниченности ферромагнитных слоев теперь антипараллельны.

Изменение состояния из ферромагнитного P^+ в антиферромагнитное AP^+ происходит при $H = +1000$ Э. Поле, при котором происходит переключение между двумя стабильными состояниями, называется полем перехода $H_{\text{transition}}$ и определяется как середина (полувысота петли) перехода между стабильными магнитными состояниями (рис. 3.2).

При дальнейшем уменьшении поля происходит двойное одновременное изменение обоих, верхнего и нижнего слоев из антиферромагнитного состояния AP^+ в антиферромагнитное состояние AP^- при -350 Э. В этом переходе $-AP^+ \rightarrow AP^-$ намагниченности свободного и пиннингованного слоя одновременно разворачиваются в противоположных исходных направлениях, сохраняя антиферромагнитное упорядочение.

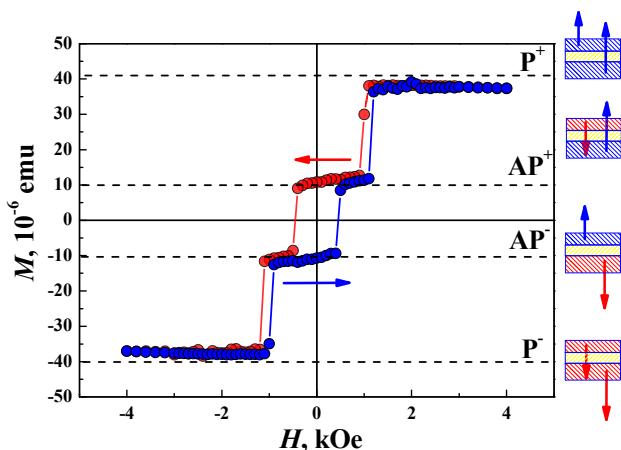


Рис. 3.2. Полевая зависимость магнитного момента при $T = 300$ К для образца на основе Pt/Co/Ir/Pt/Co с толщиной слоя Co $t_{Co} = 0,8$ нм

Следующий переход верхнего слоя из антиферромагнитного состояния AP⁻ в ферромагнитное состояние происходит P⁻ при -1100 Э.

На рисунке 3.2 символы P⁺, AP⁺, AP⁻, P⁻ соответствуют стабильным состояниям намагниченности гетероструктуры, показанным на врезках. Стрелки соответствуют направлениям намагниченности M_{thin} и M_{thick} свободного и закрепленного слоя Co соответственно. Красная линия соответствует направлению поля от положительного до отрицательного значения, синяя линия соответствует обратному направлению поля.

Последовательность перемагничивания и форма петли гистерезиса, а также пороговые магнитные поля переходов зависят от соотношения между энергиями взаимодействий: энергия межслойного обменного взаимодействия E_{EX} , зеемановская энергия E_Z , энергия барьеров размагничивания тонкого (E_{thin}) и толстого (E_{thick}) слоя. На рисунке 3.3, а представлена энергетическая диаграмма без вклада анизотропии. Без учета анизотропии петля гистерезиса не наблюдается.

Таким образом, полная энергия для двуслойной структуры может быть выражена как

$$E = E_{EX} + E_Z + E_A, \quad (3.1)$$

где $E_{EX} = -J(\mathbf{M}_{thin} \mathbf{M}_{thick})$ – обменная энергия; \mathbf{M}_{thin} и \mathbf{M}_{thick} – магнитные моменты верхнего (thin) слоя и нижнего (thick) слоя; J – обменный интеграл соответственно. Значение $E_Z = -(\mathbf{H} \mathbf{M}_{thin}) - (\mathbf{H} \mathbf{M}_{thick})$ – энергия

Зеемана в магнитном поле H . $E_A = E_{thick} + E_{thin}$ энергии анизотропии тонкого и толстого слоев. Вычисленная зависимость полной энергии (3.1) магнитного поля для каждого состояния показана тонкими сплошными линиями на рис. 3.3, б.

Магнитная анизотропия двойного слоя приводит к дополнительному потенциальному барьеру, разделяющему магнитные состояния бислоя. Поскольку в наших экспериментах мы изучаем двухслойную намагниченность вдоль легкой оси, высота потенциального барьера не равна барьеру анизотропии. При наличии барьера намагничивания переход между магнитными состояниями происходит, если разница между энергиями этих состояний превышает барьер, создаваемый магнитной анизотропией. На диаграмме система остается в текущем состоянии (жирная сплошная линия), пока магнитное поле не достигнет порогового значения, достаточно сильного, чтобы преодолеть энергетический барьер (пунктирная линия).

На рисунке 3.3 верхние панели: сплошные линии указывают энергетические кривые $E(H)$ для стабильных магнитных состояний $\uparrow\uparrow$ – зеленый, $\uparrow\downarrow$ – фиолетовый, $\downarrow\downarrow$ – оранжевый и $\downarrow\uparrow$ – синяя кривая; штриховые линии являются кривыми для тех же состояний, сдвинутых вверх по барьеру анизотропии. Поля переходов между состояниями определяются точками, где сплошная линия для предыдущего состояния

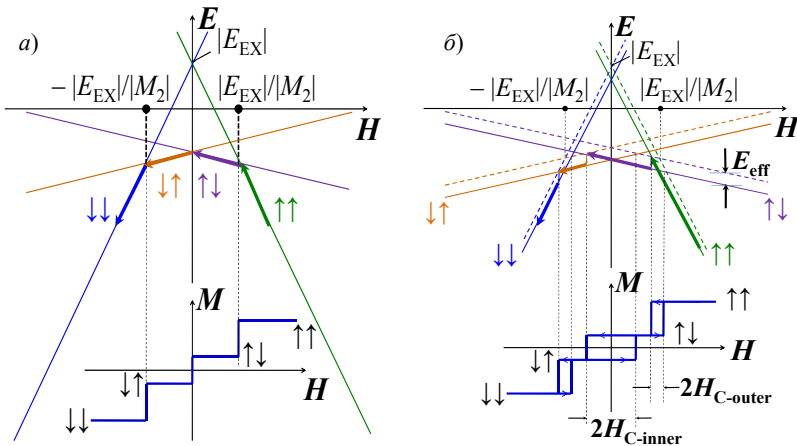


Рис. 3.3. Энергетические диаграммы (слева) и моделирование (справа) идеализированной кривой $M(H)$ (нулевой барьер для разворота) (а) и реальные петли гистерезиса типов I для антиферромагнитно связанной двухслойной системы (б)

пересекает пунктирную линию для следующего состояния. Жирные стрелки указывают траекторию системы для направления развертки поля сверху вниз. Точечные линии указывают соответствие между критическими точками энергетических диаграмм и полей перехода на петлях гистерезиса. Нижние панели: синяя сплошная линия – смоделированная основная петля гистерезиса.

Теоретические зависимости энергии (3.2 – 3.4) от магнитного поля для каждого из четырех состояний показаны на рис. 3.3, б тонкими сплошными линиями. Текущее состояние структуры в магнитном поле соответствует наименьшей энергии. В отсутствие магнитной анизотропии критические магнитные поля переходов между состояниями соответствуют точкам пересечения сплошных линий и могут быть определены выражениями:

$$H_{1 \rightarrow 2} = \frac{|E_{EX}|}{M_{\text{thin}}} = -JM_{\text{thick}} , \quad (3.2)$$

$$H_{2 \rightarrow 3} = 0 , \quad (3.3)$$

$$H_{3 \rightarrow 4} = -\frac{|E_{EX}|}{M_{\text{thin}}} = JM_{\text{thick}} . \quad (3.4)$$

Влияние магнитной анизотропии эквивалентно дополнительному потенциальному барьеру, разделяющему магнитные состояния трислоя. Магнитная анизотропия увеличивает высоту барьера. Система не выходит из текущего состояния (показывается сплошной линией) до тех пор, пока пороговое значение магнитного поля не станет достаточно сильным, чтобы преодолеть барьер (пунктирная линия). Добавление энергии барьеров размагничивания тонкого (E_{thin}) и толстого (E_{thick}) слоя будет модифицировать уравнения, представленные выше, описывающие пороговые магнитные поля, необходимые для переходов между состояниями P^+ , AP^+ , AP^- , P^- .

Петля гистерезиса, которая наблюдалась для трехслойной системы, зависит от магнитной анизотропии нижних слоев:

$$K_D > 2|E_{EX}| \frac{M_{\text{thick}} - M_{\text{thin}}}{M_{\text{thin}}} . \quad (3.5)$$

В этом случае петля магнитного гистерезиса содержит три перехода. Соответствующие поля переходов определяются уравнениями (3.2), (3.3.) и (3.4) соответственно. Таким образом, магнитный гистерезис содержит внутреннюю петлю, соответствующую перемагни-

чиванию нижнего слоя и двух внешних петель, соответствующих перемагничиванию верхнего слоя (рис. 3.3). Этот тип петли гистерезиса имеет место при комнатной температуре. Коэрцитивное поле внутреннего контура может быть выражено формулой

$$H_{C1} = \frac{K_D}{2(M_D - M_U)}. \quad (3.6)$$

Центры H_B и коэрцитивная сила H_{C2} внешних контуров могут быть выражены следующими уравнениями:

$$H_B = \pm \frac{|E_{EX}|}{M_U}, \quad (3.7)$$

$$H_{C2} = \frac{K_U}{2M_U}. \quad (3.8)$$

Уравнения (3.6) и (3.8) позволяют оценить обменную энергию и барьеры анизотропии при $T = 300$ К: $E_{EX}/S = 0,075$ эрг/см² (S – площадь взаимодействия), $E_{\min}/S = 3,1 \cdot 10^{-2}$ эрг/см², $E_{\text{thick}}/S = 1 \cdot 10^{-3}$ эрг/см², для CoFeB/Ta/CoFeB, и $E_{EX}/S = -0,01$ эрг/см², $E_{\min}/S = 4,0 \cdot 10^{-3}$ эрг/см², $E_{\text{thick}}/S = 2,5 \cdot 10^{-3}$ эрг/см². Константа межслоевого обменного взаимодействия J была получена для противоположных направлений намагничивания слоев путем оценки магнитного поля в центре двух внешних гистерезисных петель.

Таким образом, соотношения барьеров размагничивания, переходных полей и магнитного момента слоев могут быть использованы для оценки энергетических барьеров энергии обмена и энергии перемагничивания из экспериментальных кривых $M(H)$, записанных в ориентации out-of-plane.

3.2. Изменение равновесных намагниченностей с температурой

Магнитные гистерезисные петли двухслойной системы на основе CoFeB, измеренные при температуре $T = 150$ К и 50 К, представлены на рис. 3.4. Интересно, что петли гистерезиса полностью различаются в зависимости от температурных диапазонов [20]. При температуре 150 К петля гистерезиса содержит два перехода: переключение намагниченности верхнего слоя (от $\uparrow\uparrow$ до $\uparrow\downarrow$) при +200 Э и изменение намагниченности одно лишь нижнего слоя (от $\uparrow\downarrow$ до $\downarrow\downarrow$) при –250 Э.

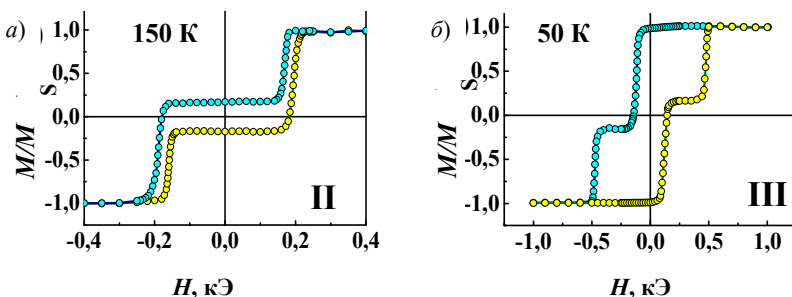


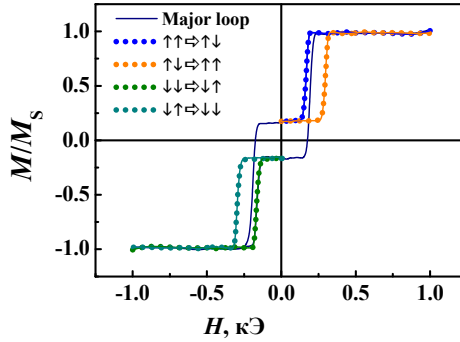
Рис. 3.4. Магнитные петли гистерезиса при 150 К (а) и 50 К (б) для CoFeB/Ta/CoFeB

На рисунке 3.4 стрелки указывают направления намагничивания слоев на устойчивые магнитные состояния двухслойного слоя. Символы синего цвета соответствуют направлению подметания магнитного поля сверху вниз и желтым символам – в направлении подметания вверх.

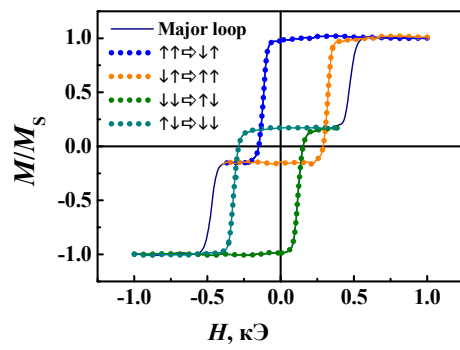
Дополнительный переход возможен, если направление магнитного поля меняется до того, как произойдет переход от $\uparrow\downarrow$ к $\downarrow\downarrow$ (см. небольшие петли гистерезиса, рис. 3.5). В этом случае происходит однократное изменение верхнего слоя из антиферромагнитного состояния (из $\uparrow\downarrow$ в $\uparrow\uparrow$). Однако одновременные развороты намагниченностей верхнего и нижнего слоев, а также однократное изменение намагниченности нижнего слоя из ферромагнитно-связанного состояния в антиферромагнитное (от $\uparrow\uparrow$ до $\downarrow\uparrow$), не происходят независимо от диапазона и направления поля.

Цикл гистерезиса содержит два других перехода при 50 К: изменение намагниченности нижнего слоя (от $\downarrow\uparrow$ до $\downarrow\downarrow$) при -450 Э и изменение намагниченности верхнего слоя (от $\uparrow\uparrow$ до $\downarrow\uparrow$) при -100 Э. Дополнительный переход от $\uparrow\downarrow$ к $\uparrow\uparrow$ происходит при $+340$ Э, если направление магнитной развертки изменилось на противоположное (см. небольшие петли гистерезиса на рис. 3.5). Однако одновременные развороты намагниченности верхнего и нижнего слоев, а также изменение намагниченности верхнего слоя от $\uparrow\uparrow$ до $\downarrow\downarrow$, не происходят независимо от диапазона и направления поля.

Таким образом, полностью можно обсуждать 12 переходов между 4 различными состояниями намагниченности. Всего шесть неэквивалентных переходов из двенадцати существуют из-за симметрии относительно направления развертки магнитного поля. Прямой переход между состояниями $\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$ (одновременное изменение из ферромаг-



a)



б)

Рис. 3.5. Малые петли магнитного гистерезиса для образца CoFeB/Ta/CoFeB:
a – при 150 К; *б* – при 50 К

нитного состояния) не происходит во всем диапазоне температур 2...300 К. Остальные пять переходов не появляются при любой температуре одновременно. Только три из них могут наблюдаться при любой температуре. Ряд разрешенных и запрещенных переходов для каждого температурного интервала (2...110 К, 120...170 К и 180...330 К) суммирован в табл. 3.1. Температурные зависимости пороговых магнитных полей для всех 12 переходов представлены на рис. 3.6. Пороговые магнитные поля были извлечены из петель гистерезиса. Каждая точка на рис. 3.6 соответствует температуре, на которой был записан цикл, и пороговому полю резкого изменения намагниченности.

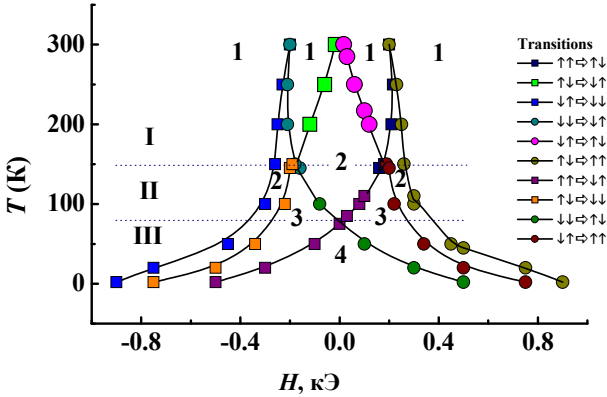


Рис. 3.6. Схема H – T переключения намагничивания двухслойного слоя $\text{CoFeB}/\text{Ta}/\text{CoFeB}$

Кроме того, мы проверили другой способ получения точек для рис. 3.6. Те же значения температуры перехода и магнитного поля были извлечены из температурной зависимости намагниченности, регистрируемой при нагревании образца, предварительно охлажденного до 2 К, в разных магнитных полях. Магнитное поле, применяемое при температурной зависимости, было стабильным. Переключение состояний было идентифицировано резким изменением намагниченности, когда температура достигла порогового значения.

В таблице 3.1 белые квадраты соответствуют запрещенным переходам в заданном интервале температур. Зеленые квадраты означают, что переход разрешен и происходит только в определенном диапазоне изменения магнитного поля. Желтые квадраты соответствуют разрешенным переходам, которые встречаются только в малой петле гистерезиса.

Снижение температуры сохраняет исходное магнитное состояние, существующее в образце перед его охлаждением. Можно рассматривать охлаждение двухслойного устройства как способ хранения магнитной информации, записанной при высокой температуре. Нумерация 1–4 на рисунке 3.6 соответствует числу магнитных состояний, которые могут храниться при охлаждении в определенном магнитном поле, вплоть до указанной температуры.

На рисунке 3.6 сплошные линии и символы на диаграмме представляют собой температурные зависимости полей переходов между состояниями. Римские цифры соответствуют типам петли магнитного гистерезиса, обсуждаемой в тексте, точечные линии разделяют диапа-

зоны температур для гистерезисных петель типа I, II и III. Нумерация 1 – 4 соответствует числу магнитных состояний, которые могут храниться при охлаждении в определенном магнитном поле вплоть до указанной температуры. Круглые символы соответствуют направлению развертки поля снизу вверх; квадратные символы соответствуют направлению изменения поля сверху вниз.

Вычисленные зависимости магнитного поля от полной энергии (3.2) – (3.4) при разных значениях энергетического барьера для перемагничивания показаны на тонких сплошных линиях на рис. 3.7, а, б.

В отсутствие барьеров анизотропии процесса перемагничивания энергия бислоя определяется суммой обменных и зеемановских вкладов. Энергетическая диаграмма для этого случая показана на рис. 3.7, а.

На рисунке 3.7. верхние панели: сплошные линии указывают энергетические кривые $E(H)$ для стабильных магнитных состояний $\uparrow\uparrow$ – зеленый, $\uparrow\downarrow$ – фиолетовый, $\downarrow\uparrow$ – оранжевый и $\downarrow\downarrow$ – синяя кривая; штриховые линии являются кривыми для тех же состояний, сдвинутых вверх по барьеру анизотропии. Поля переходов между состояниями определяются точками, где сплошная линия для предыдущего состояния пересекает пунктирную линию для следующего состояния.

3.1. Температурная карта магнитных переходов

Переходы	Описание	Температурный диапазон, К		
		2...110	120...170	180...330
$\uparrow\uparrow \rightarrow \uparrow\downarrow$ $\downarrow\downarrow \rightarrow \downarrow\uparrow$	Опрокидывание намагниченности верхнего слоя			
$\uparrow\downarrow \rightarrow \uparrow\uparrow$ $\downarrow\uparrow \rightarrow \downarrow\downarrow$	от параллельного состояния			
$\uparrow\uparrow \rightarrow \downarrow\uparrow$ $\downarrow\downarrow \rightarrow \uparrow\downarrow$	Опрокидывание намагниченности верхнего слоя			
$\uparrow\downarrow \rightarrow \uparrow\uparrow$ $\downarrow\uparrow \rightarrow \downarrow\downarrow$	из антипараллельного состояния			
$\uparrow\downarrow \rightarrow \downarrow\uparrow$ $\downarrow\uparrow \rightarrow \uparrow\downarrow$	Единичный разворот намагниченности нижнего слоя			
$\uparrow\uparrow \rightarrow \downarrow\downarrow$ $\downarrow\downarrow \rightarrow \uparrow\uparrow$	из параллельного состояния			

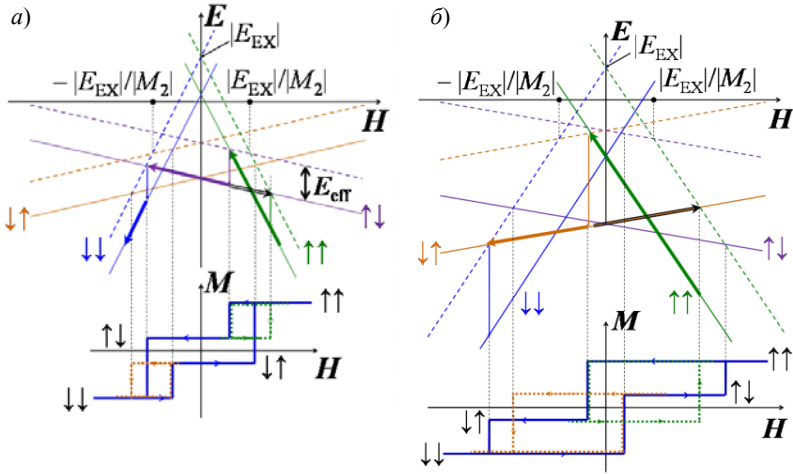


Рис. 3.7. Энергетические диаграммы (верхние панели) и моделирование (нижние панели) идеализированной кривой $M(H)$ и петли гистерезиса типов II (а) и III (б) для антиферромагнетически связанной двухслойной системы

Жирные стрелки указывают траекторию системы для направления развертки поля сверху вниз. Точечные линии указывают соответствие между критическими точками энергетических диаграмм и полей перехода на петлях гистерезиса. Нижние панели: синяя сплошная линия – смоделированная основная петля гистерезиса, зеленые и оранжевые пунктирные линии в (а) и (б) – моделируемые малые петли гистерезиса.

Пороговые магнитные поля переходов между состояниями будут определяться следующими выражениями:

$$H_{\uparrow\uparrow\Rightarrow\downarrow\downarrow} = -H_{\downarrow\downarrow\Rightarrow\uparrow\uparrow} = \frac{2|E_{EX}| - E_{2eff}}{2M_2}, \quad (3.9)$$

$$H_{\uparrow\uparrow\Rightarrow\downarrow\downarrow} = -H_{\downarrow\downarrow\Rightarrow\uparrow\uparrow} = \frac{2|E_{EX}| - E_{1eff}}{2M_1}, \quad (3.10)$$

$$H_{\uparrow\downarrow\Rightarrow\downarrow\uparrow} = -H_{\downarrow\uparrow\Rightarrow\uparrow\downarrow} = \frac{E_{1eff} + E_{2eff}}{2(M_2 - M_1)}, \quad (3.11)$$

$$H_{\uparrow\downarrow\Rightarrow\downarrow\downarrow} = -H_{\downarrow\uparrow\Rightarrow\uparrow\uparrow} = -\frac{2|E_{EX}| + E_{1eff}}{2M_1}, \quad (3.12)$$

$$H_{\downarrow\uparrow\Rightarrow\downarrow} = -H_{\uparrow\downarrow\Rightarrow\uparrow} = -\frac{2|E_{EX}| + E_{1eff}}{2M_1}, \quad (3.13)$$

$$H_{\uparrow\uparrow\Rightarrow\downarrow} = -H_{\downarrow\downarrow\Rightarrow\uparrow} = \frac{E_{1eff} + E_{2eff}}{2(M_2 + M_1)}. \quad (3.14)$$

Три типа гистерезисной петли возможны в зависимости от значений E_{EX}/E_{1eff} , E_{EX}/E_{2eff} и M_2/M_1 .

1) Тип I:

$$E_{1eff} > 2|E_{EX}| \frac{M_1 - M_2}{M_2}.$$

В этом случае петля магнитного гистерезиса содержит три последовательных перехода: $\uparrow\uparrow \rightarrow \uparrow\downarrow$, $\uparrow\downarrow \rightarrow \downarrow\downarrow$ и $\downarrow\downarrow \rightarrow \downarrow\uparrow$ для направления развертки магнитного поля вниз и $\downarrow\downarrow \rightarrow \downarrow\uparrow$, $\downarrow\uparrow \rightarrow \uparrow\downarrow$ и $\uparrow\downarrow \rightarrow \uparrow\uparrow$ для направления развертки магнитного поля вверх. Соответствующие поля переходов определяются из уравнений (3.9), (3.11) и (3.13) соответственно. Большая петля гистерезиса типа I содержит три боковые петли. Внутренняя петля соответствует одновременному перемагничиванию верхнего и нижнего слоев. Внешние петли слева и справа соответствуют перемагничиванию верхнего слоя (рис. 3.4, а и 3.7, б). Экспериментальная петля гистерезиса этого типа наблюдается в диапазоне температур 180...330 К. Коэрцитивное поле внутренней петли может быть выражено уравнением (3.15):

$$H_{C-inner} = \frac{E_{1eff} + E_{2eff}}{2(M_1 - M_2)}. \quad (3.15)$$

Центр H_B внешней петли и коэрцитивная сила $H_{C-outer}$ могут быть выражены следующими уравнениями:

$$H_B = \pm \frac{|E_{EX}|}{M_2}, \quad (3.16)$$

$$H_{C-outer} = \frac{E_{1eff}}{2M_1}. \quad (3.17)$$

Таким образом, для скорректированной обменной энергии и барьера обратного намагничивания коэрцитивные поля внутренней и боковых петель, а также поля смещения боковых петель определяются отношением магнитных моментов верхнего и нижнего слоев. Выражения (3.15), (3.16) позволяют сделать вывод о том, что центральная (внутренняя) петля всегда шире по сравнению с боковыми (внешними)

петлями, поскольку отношение коэрцитивных полей центральной и боковых петель контролируется отношением магнитных моментов и соответствующих толщин слоев. Магнитный момент тонкого слоя M_1 контролирует поле смещения, а магнитный момент толстого слоя M_2 управляет коэрцитивными полями внешних петель. Разность значений M_1 и M_2 определяет коэрцитивное поле внутренней петли. Близкие значения M_1 и M_2 приводят к разнице $M_1 - M_2$, меньшей, чем M_1 и M_2 . По этой причине коэрцитивное поле внутренней петли может отличаться от коэрцитивных полей внешних петель до нескольких раз, даже при тех же обратных барьерах намагничивания слоев. Этот случай имеет место в наших экспериментах (рис. 3.4, а, 3.7, б и 3.8) [8].

Константа межслоевого обмена E_{EX}/S была получена для противоположных направлений намагниченностей слоев путем оценки магнитного поля в центре двух внешних гистерезисных петель. Оцененные высоты барьеров E_{1eff}/S и E_{2eff}/S очень близки к константам анизотропии границы раздела, определенным в [21]. Это позволяет сделать вывод о том, что доминирующий вклад в барьер перемагничивания обусловлен анизотропией интерфейса.

Магнитная петля гистерезиса содержит два перехода вместо трех (рис. 3.7, а). Эти переходы соответствуют перемагничиванию нижнего слоя из параллельного состояния в магнитном поле $H_{\uparrow\uparrow} \rightarrow \uparrow\downarrow$ (3.9) и перемагничиванию верхнего слоя из антипараллельного состояния в магнитном поле $H_{\downarrow\downarrow} \rightarrow \downarrow\downarrow$ (3.11). Экспериментальная петля гистерезиса этого типа наблюдается в диапазоне температур 120...170 К (рис. 3.5, б и табл. 3.1).

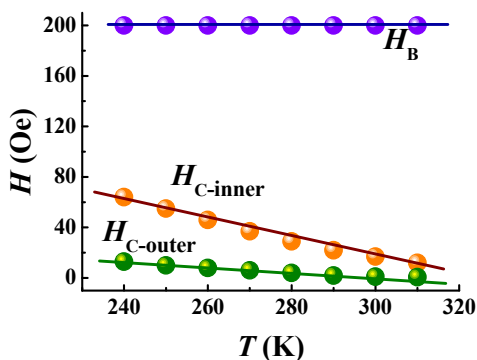


Рис. 3.8. Температурные зависимости параметров гистерезиса: коэрцитивные поля $H_{C-inner}$, $H_{C-outer}$ и поля смещения H_B для образца CoFeB/Ta/CoFeB. Сплошные линии – линейные аппроксимации

2) Тип II:

$$E_{2eff} \frac{M_1}{M_2} - 2 |E_{EX}| \frac{M_1 - M_2}{M_2} < E_{1eff} \leq 2 |E_{EX}| \frac{M_1 - M_2}{M_2}. \quad (3.18)$$

Магнитная петля гистерезиса содержит два перехода вместо трех (рис. 3.7, *a*). Эти переходы соответствуют перемагничиванию верхнего слоя из параллельного состояния в магнитном поле $H_{\uparrow\uparrow \rightarrow \uparrow\downarrow}$ (3.9) и перемагничиванию нижнего слоя из антипараллельного состояния в магнитном поле $H_{\uparrow\downarrow \rightarrow \downarrow\downarrow}$ (3.12). Экспериментальная петля гистерезиса этого типа наблюдается в диапазоне температур 120...170 К (рис. 3.5, *б* и табл. 3.1).

3) Тип III:

$$E_{1eff} < E_{2eff} \frac{M_1}{M_2} - 2 |E_{EX}| \frac{M_1 - M_2}{M_2}. \quad (3.19)$$

Аналогично предыдущему случаю, петля гистерезиса типа III содержит два перехода, но порядок переключения слоев противоположный порядку переключения типа II. Сначала нижний слой (с большим магнитным моментом) переключается, а затем верхний слой переключается в более высоком магнитном поле (рис. 3.7, *a* и 3.7, *б*). Магнитные поля переключения могут быть выражены уравнениями (3.2) и (3.4). Этот режим цикла гистерезиса имеет место в температурном диапазоне 2...110 К (рис. 3.7, *a* и табл. 3.1).

Предлагаемые диаграммы позволяют моделировать небольшие петли гистерезиса. Для петли типа II (рис. 3.7, *a*) изменение направления развертки магнитного поля сверху вниз и снизу вверх в точке *A* на кривой $E(H)$ (черная стрелка на фиолетовой линии) не изменит состояние $\uparrow\downarrow$, пока барьер не будет преодолен. Переход от $\uparrow\downarrow$ до $\uparrow\uparrow$ произойдет, когда фиолетовая сплошная линия (соответствующая состоянию $\uparrow\downarrow$) пересечет зеленую пунктирную линию. Модельные небольшие петли гистерезиса, соответствующие этому переходу (и эквивалентному в отрицательных магнитных полях), приведены на нижней панели на рис. 3.7, *a*. Аналогичное моделирование возможно для больших петель гистерезиса типа III (черная стрелка на диаграмме и зеленые минорные петли на нижней панели на рис. 3.7, *б*).

Предлагаемый метод позволяет получить две дополнительные петлевые конфигурации типа III. Если одновременно выполняются два условия ($E_{2eff} > E_{1eff}$, $2 |E_{EX}| > E_{1eff}$), переход от $\uparrow\uparrow$ к $\downarrow\downarrow$ происходит в положительном магнитном поле, что приводит к форме петли гистерезиса типа III в виде «бабочки». В наших экспериментах такая петля гистерезиса наблюдалась при 100 К. Другая конфигурация контура

возможна, если пороговые поля $H_{\uparrow\uparrow \rightarrow \downarrow\uparrow}$ и $H_{\uparrow\uparrow \rightarrow \downarrow\downarrow}$ равны. На диаграмме этот случай соответствует пересечению состояния $\uparrow\uparrow$ (зеленая сплошная линия) с состояниями $\uparrow\downarrow$ и $\downarrow\uparrow$, сдвинутыми вдоль оси энергии, к инверсной барьерной энергии верхнего и нижнего слоев соответственно (фиолетовые и оранжевые пунктирные линии), в той же точке. Эта «тройная точка» соответствует бифуркации между петлями типа II и типа III, приводящей к циклу, содержащему два перехода, промежуточное состояние которых находится между состояниями $\uparrow\downarrow$ и $\downarrow\uparrow$. Таким образом, предложенная диаграмма позволяет описать все конфигурации петель гистерезиса и переходы между магнитными состояниями во всем диапазоне температур 2...300 К. Этот метод позволяет установить, разрешить или запретить переход и определить пороговые значения магнитных полей для разрешенных переходов. Наконец, отношения между барьерами размагничивания, переходными полями и магнитным моментом слоев могут быть использованы для оценки энергетических барьеров обменной энергии и перемагничивания на экспериментальных кривых $M(H)$, записанных вдоль легкой оси намагниченности.

Границы состояний спинового вентиля на карте магнитных состояний (рис. 3.7) становятся прямыми, если карта представлена в полулогарифмических координатах (рис. 3.9). Это дает возможность извлечь параметры термоактивационных процессов из температурных зависимостей барьера перемагничивания и динамики намагничивания верхних и нижних слоев. По аналогии с вышесказанным, были получены также результаты для спинового вентиля Pt/Co/Ir/Co/Pt, а результаты собраны

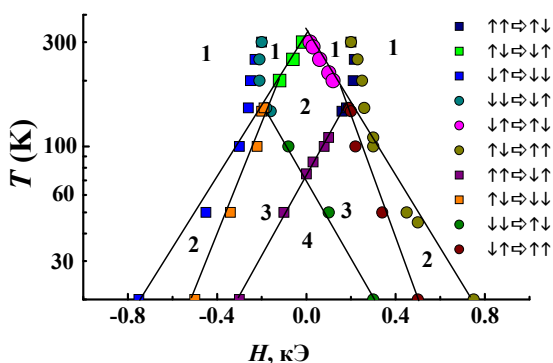


Рис. 3.9. Диаграмма H - T различных состояний намагниченности в двухслойке CoFeB/Ta/CoFeB в пространстве H - T и в шкале $\log T$: сплошные линии – линейные аппроксимации

в диаграмме переключения состояний намагниченности и переходах между различными состояниями в зависимости от температуры T , приложенного поля H .

Магнитные гистерезисные петли двухслойной системы при 50 К, 100 К, 300 К представлены на рис. 3.10. Интересно, что петли гистерезиса полностью различаются в зависимости от температуры. На вставке рис. 3.10 представлены четыре разных состояния M_1 , M_2 , M_3 , M_4 с соответствующими ориентациями намагниченности верхнего и нижнего слоев. Состояния M_1 и M_4 соответствуют параллельным ($\uparrow\uparrow$, $\downarrow\downarrow$) ориентациям верхней и нижние слои, магнитные моменты M_U и M_D направлены вдоль $\uparrow\uparrow$ или напротив $\downarrow\downarrow$ в положительное направление поля H соответственно. Состояние M_2 и M_3 соответствует антипараллельным ($\uparrow\downarrow$, $\downarrow\uparrow$) взаимным ориентациям M_U и M_D . Левая стрелка соответствует намагничиванию слоя нижнего слоя (1 нм). Правая стрелка соответствует намагничиванию верхнего (0,8 нм) тонкого слоя. Вертикальная стрелка соответствует намагничиванию вдоль положительного направления магнитного поля.

Магнитные моменты бислоя, соответствующие указанным выше четырем магнитным состояниям: $M_1 = M_D + M_U$; $M_2 = M_D - M_U$; $M_3 = -M_D + M_U$; $M_4 = -M_D - M_U$. Состояние $|M_U| < |M_D|$ приводит к положительным значениям M_1 и M_2 и отрицательным значениям M_3 и M_4 в наших экспериментах (рис. 3.10). Форма петли гистерезиса при 300 К образуется тремя последующими переходами между вышеупомянутыми магнитными состояниями (рис. 3.10, *a*):

- изменение намагниченности верхнего слоя из ферромагнитного состояния M_1 в антиферромагнитное состояние M_2 при +1000 Э;
- одновременное изменение намагниченности обоих, верхнего и нижнего слоев из антиферромагнитного состояния M_2 в антиферромагнитное состояние M_3 при -360 Э;
- изменение намагниченности верхнего слоя из антиферромагнитного состояния M_3 в ферромагнитное состояние M_4 при -1200 Э.

Разворот намагниченности нижнего слоя никогда не возникает при 300 К, независимо от значения магнитного поля, интервала и направления магнитного поля.

При 100 К петля гистерезиса содержит два перехода: однократное изменение намагниченности верхнего слоя (от M_1 до M_2) при +1000 Э и однократное изменение намагниченности нижнего слоя (от M_2 до M_4) при -1350 Э (рис. 3.10, *б*). При 100 К возможен дополнительный переход, если направление магнитного поля поворачивается назад до перехода от M_2 к M_4 (см. небольшие петли гистерезиса, рис. 3.3, *a*). В этом случае имеет место однократное изменение верхнего слоя из

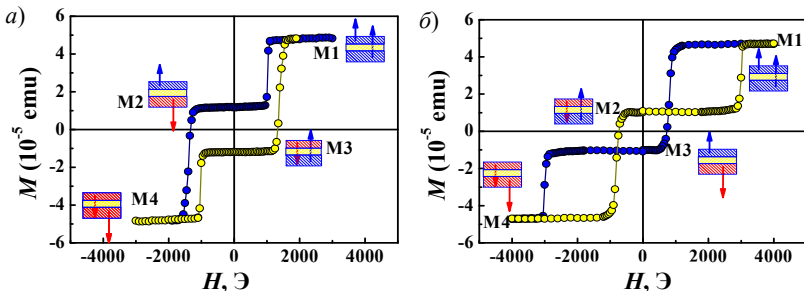


Рис. 3.10. Магнитные петли гистерезиса при 100 К (а) и 50 К (б) для Pt/Co/Ir/Pt/Co:

стрелки указывают направления намагничивания пленок Co в двухслойном слое. Синие символы соответствуют направлению развертки магнитного поля сверху вниз, желтые символы соответствуют направлению подметания восходящего поля

антиферромагнитно связанного состояния M_2 в состояние M_1 . Однако одновременные развороты намагниченностей верхнего и нижнего слоев, наблюдаемые при 300 К, не происходят при 100 К. Поворот намагниченности нижнего слоя из ферромагнитного состояния M_1 в антиферромагнитное состояние M_3 не происходит.

Аналогично могут быть описаны магнитные гистерезисные петли для двухслойной системы на основе Co/Pt, измеренные при 100 и 50 К, представлены на рис. 3.4.

При температуре 50 К петля гистерезиса содержит два других перехода: изменение намагниченности нижнего слоя (разворот $M_1 - M_3$) при +800 Э и изменение намагниченности верхнего слоя (разворот $M_3 - M_4$) при -3000 Э (рис. 3.10, б). Дополнительный переход возможен, если направление развертки магнитного поля повернуто назад до перехода от M_3 к M_4 (см. малый цикл гистерезиса, рис. 3.11, б). При 50 К появляется изменение намагниченности нижнего слоя из антиферромагнитно связанного состояния M_3 в состояние M_1 . Одновременные развороты намагниченностей верхнего и нижнего слоев не наблюдаются при 100 или 50 К. Разворот верхнего слоя из ферромагнитного состояния M_1 в антиферромагнитное состояние M_2 не происходит при 50 К [22].

Дополнительный переход был получен из минорных петель, рис. 3.11. В этом случае происходит однократное изменение верхнего слоя из состояния антиферромагнетика (из $\uparrow\downarrow$ в $\uparrow\uparrow$). Однако одновременные развороты намагниченностей верхнего и нижнего слоев, а также однократное изменение намагниченности нижнего слоя из состояния ферромагнитно-связанного состояния (от $\uparrow\uparrow$ до $\downarrow\uparrow$) не происходят независимо от диапазона и направления поля.

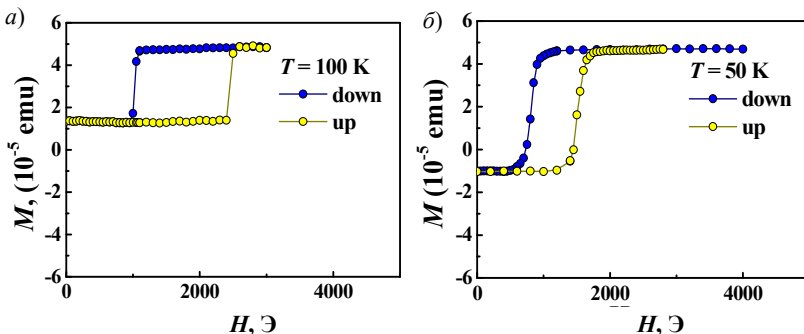


Рис. 3.11. Минорные петли магнитного гистерезиса при 100 К (а) и 50 К (б) для Pt/Co/Ir/Pt/Co

Полная карта (диаграмма состояний T – H), включающая вышеупомянутые состояния и переходы между ними, представлена на рис. 3.12, а. Римские числа соответствуют температурным диапазонам для трех типов магнитных гистерезисных петель. Экспериментальные точки на рис. 3.12, а соответствуют полям пороговых переходов, определяемым по петлям гистерезиса, зарегистрированным в диапазоне 5...300 К. Температурные диапазоны (5...50 К, 60...150 К и 160...300 К) для разрешенных (розовый цвет) и запрещенных (белого цвета) переходов схематически представлены на рис. 3.12, б.

Объяснение происхождения разных петель и оценка ключевых энергий было дано в рамках той же схемы, что и в разделе 3.1. Таким образом, предложенная диаграмма позволяет описать все конфигурации петель гистерезиса и переходы между магнитными состояниями во всем диапазоне температур 5...300 К. Этот метод позволяет установить, если переход разрешенный или запрещенный, и определить пороговые значения магнитных полей для разрешенных переходов. Наконец, соотношения барьеров размагничивания, переходных полей и магнитного момента слоев могут быть использованы для оценки энергетических барьеров энергии обмена и перемагничивания из экспериментальных кривых $M(H)$, записанных в ориентации оси легкого намагничивания.

В рамках рассматриваемой модели, объединяющей состояния макроспина и промежуточных доменных стенок, можно оценить температурные зависимости барьера перемагничивания верхнего и нижнего слоев (рис. 3.13). Эти барьеры уменьшаются с температурой, как и ожидалось, для магнитокристаллической анизотропии [23, 24].

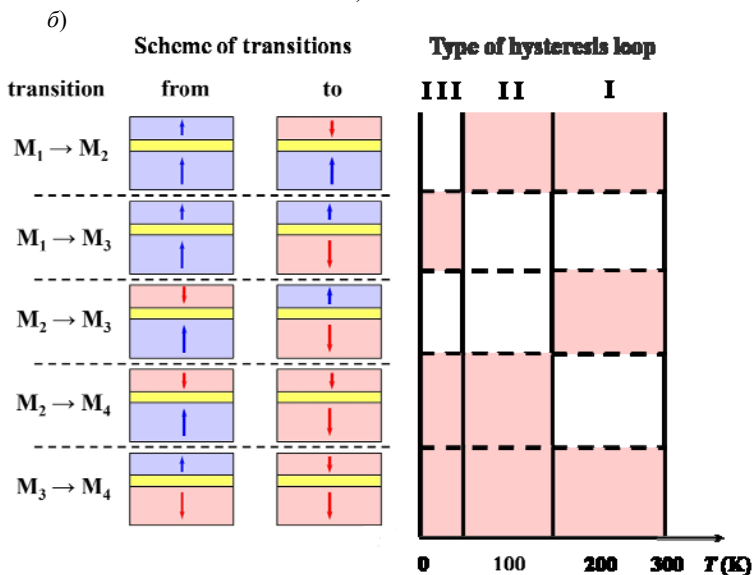
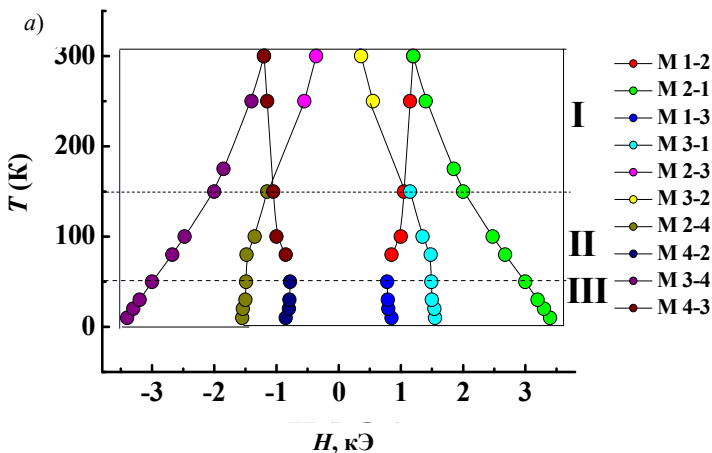


Рис. 3.12. Диаграмма состояния различных состояний намагниченности, существующих в слое $Pt/Co/Ir/Pt/Co$, в пространстве $H-T$. I, II и III римские числа соответствуют трем различным типам гистерезисных петель. Точки на графике являются экспериментальными для соответствующих критических полей перехода, найденных из петель магнитного гистерезиса (а).

M_1 и M_4 соответствуют параллельной ориентации M_U и M_D вдоль и против положительного направления поля H соответственно; M_2 и M_3 соответствуют антипараллельным ориентациям M_U и M_D (б)

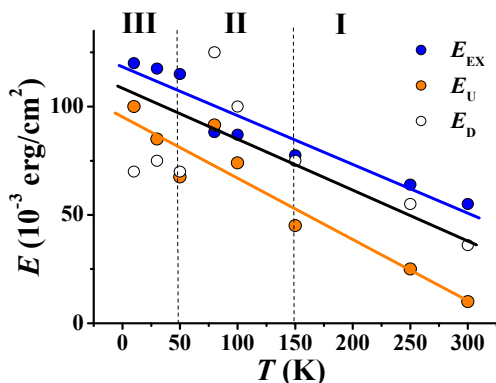


Рис. 3.13. Температурные зависимости эффективной энергии для образца Pt/Co/Ir/Pt/Co

Изучены и обобщены магнитные логические состояния и переходы между ними для перпендикулярно намагниченных антиферромагнитных обменных бислоев Pt/Co/Ir/Pt/Co на диаграмме переключения намагничивания $H-T$. Пороговые магнитные поля перемагничивания и соответствующая петля магнитного гистерезиса объясняются конкуренцией межслойной обменной связи, зеемановской энергией и энергетическим барьером размагничивания слоев.

Параметры энергии анизотропии и намагничивания были извлечены из температурных и полевых зависимостей переходных полей.

На рисунке 3.13 энергия $E = E_{EX} + E_Z + E_{thin} + E_{thick}$, где E_{EX} – энергия межслойного обменного взаимодействия, E_Z – зеемановская энергия, E_{thin} , E_{thick} – энергия барьеров размагничивания тонкого и толстого слоя для образца Pt/Co/Ir/Pt/Co.

Пороговые поля перемагничивания и соответствующая петля магнитного гистерезиса объясняются конкуренцией межслойной обменной связи, зеемановской энергией и энергетическим барьером размагничивания слоев. Параметры барьера обмена и намагничивания были извлечены из температурных и полевых зависимостей переходных полей между различными состояниями.

4. МАГНИТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК

4.1. Модели магнитной релаксации

Важным свойством больших ($\sim 1 \text{ мкм}^2$) спиновых вентилях является магнитная релаксация. Магнитная релаксация это процесс установления равновесия в системе магнитных моментов вещества. Датчик большого размера содержит доменные стенки, участки зародышеобразования, проявляющие длительную магнитную релаксацию между стабильными магнитными и логическими состояниями. Понимание происхождения магнитной релаксации позволит ускорить переключение датчика. Как правило, в ферромагнитных металлах существуют два основных механизма магнитного переключения: движение доменной стенки и зарождение областей обратного намагничивания. Эти механизмы включены в модель Фаттузо–Лабруне [25, 26], описывающую термически активированную магнитную релаксацию в тонких пленках [27]. Изменения магнитной анизотропии, вызванные изменениями толщины слоя Co в однослойной системе, были представлены в [28, 29]. Анализ подобных явлений в многослойной системе Pt/Co/Ir/Co/Pt дает возможность более глубокого понимания перемагничивания. Подробное исследование намагниченности этой системы в зависимости от температуры и магнитного поля, а также оценка магнитной анизотропии и межслойного обменного взаимодействия были представлены в наших работах [18, 22].

В данной главе обсуждаются исследования, проведенные на трех образцах. Образцы являются многослойной гетероструктурой с общей формулой Pt (3 нм)/Co(tCo)/Ir (1,4 нм)/Co(x)/Pt (3 нм)/Silicon, где x – это толщина тонкого слоя Co $t_{\text{Co}} = 0,6 \text{ нм}, 0,7 \text{ нм}, 0,8 \text{ нм}$.

Полевая зависимость магнитного момента, представленная на рис. 4.1, была записана при 200 К для образца толщиной $t_{\text{Co}} = 0,6 \text{ нм}$.

Рассмотрим переходы $AP^- \leftrightarrow P^-$, анализируя их как функцию температуры и толщины слоя Co. Ширина гистерезисных петель контролируется конкуренцией между скоростью нарастания магнитного поля и временем стабилизации магнитного момента слоя после изменения магнитного поля. Переходы $P^+ \leftrightarrow AP^+$ и $AP^- \leftrightarrow P^-$ происходят одновременно с магнитным полем (квазистатическим режимом), а переходы $AP^+ \leftrightarrow AP^-$ проявляют длительное время релаксации и обеспечивают задержку размагничивания по отношению к магнитному полю (адиабатический режим).

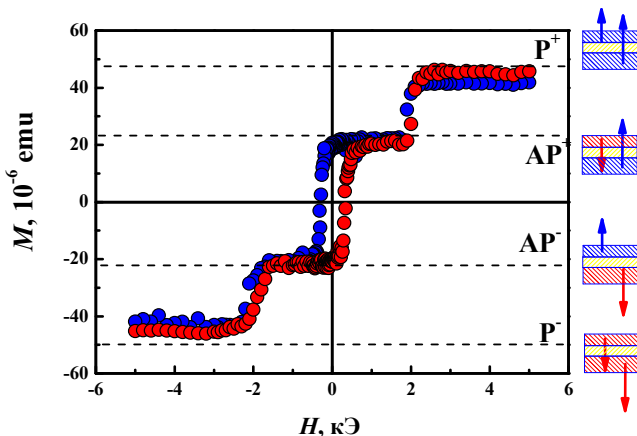


Рис. 4.1. Полевая зависимость магнитного момента в структуре Pt/Co/Ir/Pt/Co при $t_{Co} = 0,6$ нм при $T = 200$ К:

измерения от положительного к отрицательному полю показано синей линией, обратно – красной линией. Обозначения P^+ , AP^+ , AP^- , P^- соответствуют стабильным состояниям намагниченности, представленным на вставках. Стрелки указывают направления намагничивания в толстых и тонких слоях Co

Эксперименты по релаксации состояли из нескольких этапов. На первом этапе образец намагничивался в течение 300 с в магнитном поле $H = 4$ кЭ, превышающем магнитное поле насыщения H_S , чтобы объединить начальное магнитное состояние всех образцов. На втором этапе амплитуда магнитного поля уменьшалась до нового значения ниже H_S . Длительность переключения магнитного поля («мертвое время») составляла 60 с. Временная зависимость магнитного момента $M(t)$ для перехода $AP^- \leftrightarrow P^-$ регистрировалась сразу же после стабилизации нового значения поля. Аналогичные временные зависимости $M(t)$ регистрировались для всех образцов.

Временная зависимость релаксации нормированного магнитного момента $\Delta M_{AP^+ \leftrightarrow P^-} = (M(t) - M_{AP^+}) / (M_{AP^+} - M_{P^-})$, соответствующая переходу $AP^- \rightarrow P^-$ в магнитном поле $H = -2$ кЭ, была аппроксимирована различными функциями (рис. 4.2).

Аппроксимации кривой релаксации были реализованы с помощью нескольких известных из литературы моделей:

- 1) экспоненциальный закон (дебаевская релаксация) [30]

$$M(t) = M_0 \exp(-t/\tau) \quad (4.1)$$

справедлив для случая одинаковых потенциальных барьеров релаксации.

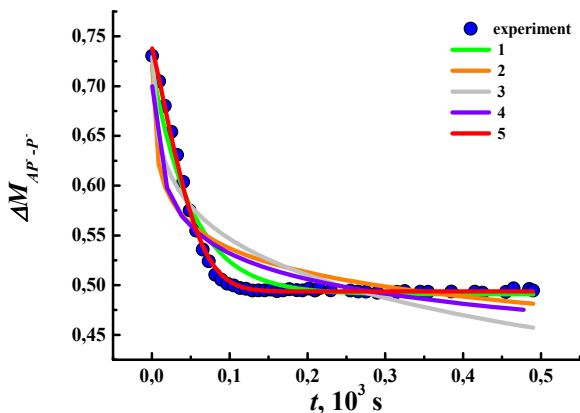


Рис. 4.2. Временная зависимость нормированного магнитного момента, зарегистрированная в образце Pt/Co/Ir/Pt/Co с толщиной слоя $t_{Co} = 0,6$ нм при $T = 200$ К в магнитном поле $H = -2$ кЭ:

сплошные линии являются приближениями теоретических зависимостей, упомянутых в тексте: 1 (зеленая линия) соответствует экспоненциальному закону (дебаевская релаксация); 2 (оранжевая линия) соответствует логарифмическому закону; 3 (серая линия) соответствует степенному закону; 4 (фиолетовая линия) соответствует растянутой экспоненциальной релаксации; 5 (красная линия) соответствует релаксации Фаттузо–Лабруне

2) Логарифмический закон [30, 31]:

$$M(t) = M_0 - S(H, T) \ln(t/t_0) \quad (4.2)$$

для пленки с анизотропией в плоскости [22] и

$$M(t) = M_0 - S(H, T) \ln(1 + t/t_0) \quad (4.3)$$

для пленок с перпендикулярной анизотропией [31]. Логарифмическая зависимость от времени обычно наблюдается при равновероятном распределении потенциальных барьеров в конечном интервале энергий (релангулярное распределение) [30].

3) Степенная релаксация:

$$M(t) = M_0 t^{-\zeta}, \quad (4.4)$$

где $\zeta < 1$.

Этот тип релаксации наблюдался в спиновых стеклах, таких как сплавы FeNiCr и в однодоменных ферромагнитных наночастицах. Такое поведение можно понять в контексте разворота спиновых кластеров.

4) Растянутая экспоненциальная релаксация существует при $\beta < 1$ и $\beta = 1$. Релаксация Колмогорова–Аврами–Фаттузо осуществляется при $1 < \beta < 3$. Последний закон может быть ограничен экспоненциальным распадом Kohlrausch–Williams–Watts и для $\beta = 1$ описывается формулой [27]

$$M(t) = M_0 \exp(-(t/\tau)^\beta) \quad (4.5)$$

и может применяться для описания релаксации в спиновых стеклах, тонких пленках и многослойных пленках. Размагничивание пленок приводит к переориентации спинов или намагниченности в зернах. Этот спиновый ансамбль приводит к образованию магнитных доменов, которые являются зародышами обратной намагниченности. Таким образом, сжатая модель экспоненты может быть применена к релаксации намагниченности в тонких пленках, когда изменение намагниченности определяется зарождением доменов и ускоряется путем распространения домена. Величина показателя β зависит как от размерности движения домена, так и от однородности пленки. Значение $\beta = 1$ соответствует незначительному вкладу в распространение домена, $\beta = 3$ соответствует распространению трехмерных доменов в пленках с высокой однородностью в случае преобладания вклада распространения доменных стенок при размагничивании. Следует отметить, что «расширенный экспоненциальный закон» можно переписать в терминах конкуренции между зарождением доменов и движением доменной стенки, известной как модель Фаттузо–Лабруне [25, 26].

5) Наилучшее приближение кривой релаксации было получено по формуле модели Фаттузо–Лабрунэ [25, 26]:

$$\frac{M(t) + M_S}{2M_S} = \exp\left(-k^2\left(2 - 2(Rt + k^{-1}) + (Rt + k^{-1})^2 - 2e^{-Rt}(1 - k^{-1}) - k^{-2}(1 - Rt)\right)\right), \quad (4.6)$$

где M_S – намагниченность насыщения; R – частота зародышеобразования фазы обратной намагниченности в единицу времени; $k = v/Rr_0$ – безразмерный параметр, характеризующий конкуренцию движения доменных стенок и нуклеации фазы обратной намагниченности и выражаемый через скорость движения доменных стенок v и начальный радиус зародышей обратной намагниченности r_0 .

Сплошные линии на рис. 4.2 представляют собой аппроксимацию экспериментальных точек вышеупомянутыми моделями. Параметры аппроксимации по формуле Фаттузо–Лабруне представлены в табл. 4.1 для образцов с различной толщиной слоя S_0 .

4.1. Параметры аппроксимации временной зависимости относительной намагниченности формулой Фаттузо–Лабруне при двух температурах для образцов с различной толщиной слоя S_0

t_{C_0}	0,6 нм	0,7 нм	0,8 нм
Параметры			
k (200 К)	0,155	0,067	0,041
k (300 К)	0,093	0,052	0,0059
R (200 К), c^{-1}	0,0015	0,0046	0,0079
R (300 К), c^{-1}	0,0117	0,0125	0,0137

В соответствии с данными в табл. 4.1 значения R и k показывают противоположное поведение с изменениями толщины слоя S_0 : увеличение толщины слоя S_0 приводит к уменьшению значения k и увеличению частоты зарождения фазы обратной намагниченности R при 200 К и 300 К.

Поскольку k зависит от R , следует наблюдать обратно пропорциональное соотношение между k и R , если v и r_0 постоянны. В таблице 4.1 показано, что отношение $kR = \text{const}$ не выполняется. Параметры v и r_0 изменялись вместе с t_{C_0} и T . Значение kR , а также v/r_0 сильно уменьшается при увеличении t_{C_0} . Пренебрегая возможными изменениями r_0 , можно сделать вывод, что уменьшение скорости доменных стенок обусловлено увеличением толщины слоя S_0 . Увеличение значения t_{C_0} уменьшает постоянную магнитной анизотропии K . В свою очередь эти параметры обычно определяют энергию доменных стенок $E \sim (KA)^{1/2}$ и ширину доменной стенки $\delta \sim (A/K)^{1/2}$. Таким образом, соответствующие изменения в E и δ могут влиять на скорость доменной стенки.

Было определено, что переход $AP^+ \leftrightarrow AP^-$ демонстрирует медленную динамику намагничивания, доступную для изучения с помощью СКВИД-магнитометра, а переходы $P^+ \leftrightarrow AP^+$ и $AP^- \leftrightarrow P^-$ проявляют быструю релаксацию при 200 К и 300 К. При сравнении различных моделей, описывающих переход $AP^+ \leftrightarrow AP^-$, модель магнитной релаксации Фаттузо–Лабруне оказалась наиболее удобным описанием. В рамках модели Фаттузо–Лабруне имеет место конкуренция движения доменных стенок и зарождения фазы обратной намагниченности. Параметры обоих процессов были выявлены и сопоставлены для образцов с различной толщиной слоя S_0 [22].

4.2. Методы наблюдения магнитной релаксации

Временные зависимости обратной намагниченности, сопровождающие стабильные переходы, регистрировались методом схематически изображенном на рис. 4.3. На первом этапе образец был намагничён в поле $H = 1$ кЭ, превышающем магнитное поле насыщения H_s . Направление магнитного поля было перпендикулярно пленке (т.е. вдоль оси легкого намагничивания). Продолжительность стадии намагничивания составляла 300 с. Таким образом, начальное магнитное состояние образца было одинаково во всех экспериментах. На втором этапе магнитное поле H_s было повернуто до значения H^* ниже H_s . Продолжительность переключения магнитного поля («мертвое время») составляла 60 с. Сразу после стабилизации значения H^* начиналась запись временной зависимости магнитного момента M . Отклик намаг-

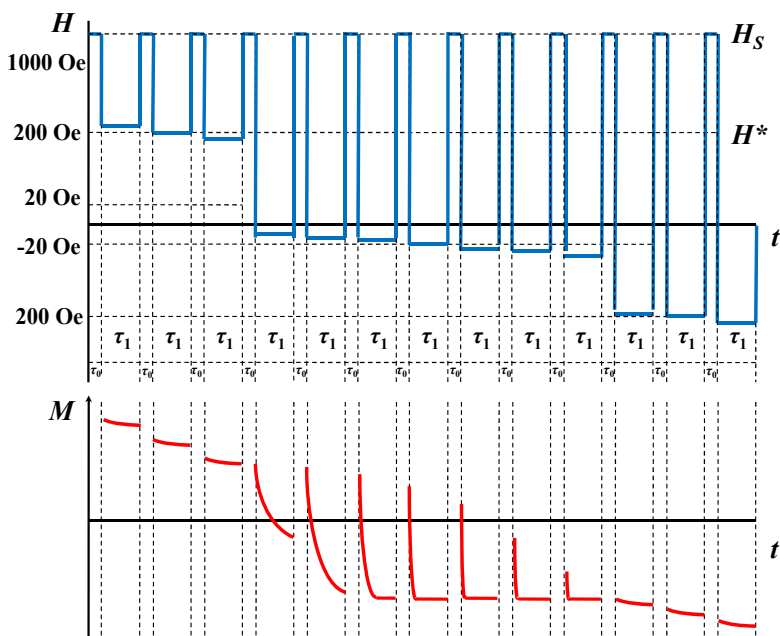


Рис. 4.3. Схема регистрации магнитной релаксации.
Верхняя панель представляет собой последовательность переключения магнитного поля, нижняя панель показывает временную зависимость магнитного момента

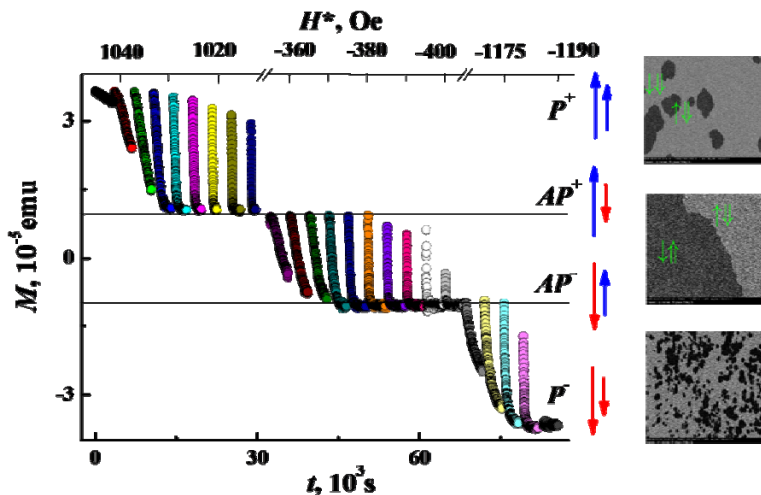


Рис. 4.4. Временные зависимости магнитного момента $M(t)$, регистрируемого при $T = 300$ К в образце Pt/Co/Ir/Pt/Co с толщиной слоя Co $t_{Co} = 0,8$ нм.

На вставке показаны измерения на том же образце, полученные с помощью МОКЕ-микроскопии

ниченности образца при пошаговом изменении магнитного поля показан на нижней панели рис. 4.4. Время записи для зависимости $M(t)$ составляло 3600 с. Более 10 циклов описанной выше последовательности проводились в различных магнитных полях, лежащих в диапазоне $H^* = -1 \dots +1$ кЭ.

5. МАГНИТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ДВОЙНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЛОЕВ

5.1. Модель Фаттузо–Лабруне

В многослойных системах, состоящих из слоев Co, разделенных «немагнитными» прослойками Pt, Pd, Ni, Au и Ag, варьирование толщины ферромагнитных слоев позволяет изменять намагниченность насыщения и значения констант магнитной анизотропии. При толщине слоя Co, меньше критической (~ 1 нм), доминирует магнитная анизотропия интерфейса, которая создает перпендикулярную намагниченность. Известно, что в результате напыления Co на гранулированную поверхность Pt, происходит диффузионное смешивание Co и Pt, которое приближает свойства многослойной структуры к свойствам тонких пленок сплава CoPt. В тонких пленках CoPt наблюдается одноосная симметрия и перпендикулярная магнитная анизотропия, в отличие от объемных сплавов CoPt, где имеется несколько кристаллографически эквивалентных направлений. Поле анизотропии достигает $12 T$ для объемных образцов CoPt, что соответствует коэрцитивной силе ~ 10 кЭ, в то время как в тонких пленках CoPt коэрцитивная сила составляет $0,2 \dots 0,5$ кЭ. Это делает тонкие пленки CoPt и диффузионные интерфейсы Co/Pt пригодными для целей спинтроники [31 – 33], поскольку кроме перпендикулярной намагниченности ферромагнитных слоев требуется, чтобы поле, необходимое для переключения состояний намагниченности гетероструктуры, было сравнительно невысоким. Этим и был обусловлен выбор слоев Pt/Co/Ir/Co/Pt в нашей работе.

В небольших образцах размером $\sim 10 \dots 100$ нм, используемых для создания ячеек магнитной памяти, зарождение доменов не происходит, так как доменные стенки энергетически невыгодны. Для таких образцов, где каждый ферромагнитный слой имеет однородную намагниченность, а разворот вектора намагниченности во внешнем магнитном поле происходит в течение $\sim 0,1$ нс применима модель «макроспина». Однако гетероструктуры с гигантским магнитосопротивлением применяются также и для создания сенсоров, чувствительных к присутствию ферромагнитных наночастиц на их поверхности для медицинских применений. В этих устройствах, требующих как можно большей поверхности сенсора для размещения анализируемых препаратов в технологиях lab-on-chip, размеры устройства составляют ~ 1 мм. В таких образцах намагниченность пленок становится неоднородной, появляется доменная структура, а в процессе перемагничивания наблюдается длительная релаксация намагниченности. Теория «макроспина» в та-

кой ситуации не применима, а динамика перемагничивания сенсоров определяется движением доменных стенок и зарождением доменов обратной намагниченности. Поэтому цель данной части работы заключается в определении вкладов фазы обратной намагниченности и доменных стенок в перемагничивание спиновых вентилях Pt/Co/Ir/Co/Pt с размерами до нескольких миллиметров.

Магнитные петли гистерезиса, записанные в диапазоне температур 150...300 К, представлены на рис. 5.1, а, б. Магнитная петля гистерезиса содержит эквивалентные переходы $M_1 \leftrightarrow M_2$ и $M_3 \leftrightarrow M_4$, соответствующие развороту вектора намагниченности тонкого слоя (рис. 5.1, а). Середины этих переходов соответствуют магнитному полю $\pm 1,2$ кЭ. Другой переход $M_2 \leftrightarrow M_3$ соответствует одновременному развороту векторов намагниченности тонкого и толстого слоев. Середина этого перехода соответствует магнитному полю 420 Э. Остальные переходы между состояниями намагниченности гетероструктуры при этой температуре не реализуются.

Как правило, термоактивированное перемагничивание ферромагнетиков определяется зародышеобразованием фазы обратной намагниченности [34] и(или) движением доменных стенок [35]. Оба эти процесса учтены в модели Фаттузо–Лабруне [25, 26], описывающей релаксацию намагниченности тонких пленок. В рамках этой модели временная зависимость перемагничивания ферромагнитной пленки может быть описана формулой (4.6).

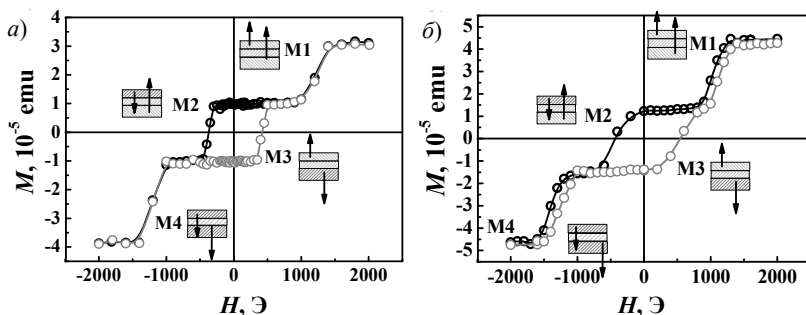


Рис. 5.1. Гистерезисы намагниченности при $T = 300$ К (а) и $T = 200$ К (б).

Символы M_1, M_2, M_3, M_4 соответствуют стабильным состояниям намагниченности гетероструктуры, показанным на врезках.

Стрелки соответствуют направлениям намагниченности M_u и M_d толстого и тонкого слоя Co

Аппроксимация зависимости $\Delta M(t)$ позволяет определить параметры R и k .

В случае, если распространение доменных стенок является доминирующим процессом, формула (4.6) может быть переписана как [36]

$$\frac{M(t) + M_S}{2M_S} = \exp\left(\frac{-k^2(Rt)^3}{3}\right), \quad (5.1)$$

(упрощенная модель Фаттузо–Лабруне).

При температуре $T = 300$ К, значение $k = 1,9$, согласно [36], отвечает конкуренции между зарождением фазы обратной намагниченности и движением доменных стенок. При $T = 200$ К, когда $k = 559$, доминирующим механизмом магнитной релаксации является зарождение фазы обратной намагниченности. Причиной «замораживания» вклада доменных стенок при понижении температуры является уменьшение вероятности их термоактивированного открепления от препятствий при движении под действием магнитного поля. Частота возникновения зародышей фазы обратной намагниченности R также значительно уменьшается с понижением температуры, однако не так быстро, как это происходит для доменных стенок, поскольку эти процессы имеют разные энергии активации [37].

При температуре $T = 300$ К, величина $k = 1,9$ соответствует приблизительно одинаковому вкладу зарождения фазы обратной намагниченности и движения доменных стенок в магнитную релаксацию.

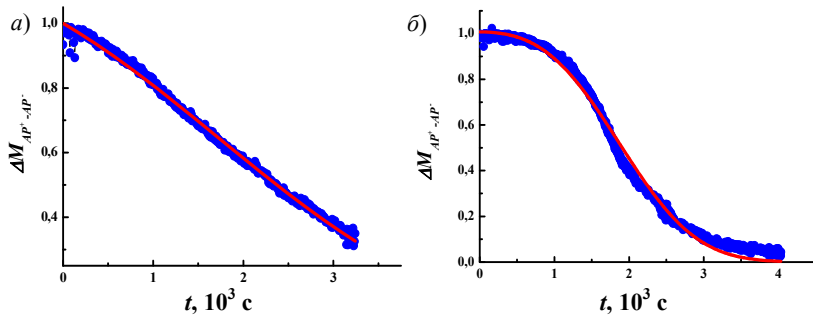


Рис. 5.2. Зависимости приведенной намагниченности $\Delta M_{AP^+ \leftrightarrow AP^-} = (M(t) - M_{AP^+}) / (M_{AP^+} - M_{AP^-})$ от времени при 300 К (а) и 200 К (б) для образца Pt/Co/Ir/Pt/Co. Аппроксимации моделью Фаттузо–Лабруне, описанной в тексте, показаны сплошными линиями

Аналогичные исследования были проведены для структуры на основе CoFeB.

Как правило, термически активированное перемагничивание определяется конкуренцией доменного зарождения и движением доменной стенки. Сначала рассмотрим динамику перехода $AP^+ \leftrightarrow AP^-$, сопровождающуюся перемагничиванием обоих ферромагнитных слоев. Можно перечислить три модели размагничивания, где учитываются первый и второй процессы одновременно.

Примеры аппроксимации временных зависимостей $M(t)$ при температуре 240 К и 300 К по формуле (4.6) при одном и том же значении H^*/H_p представлены на рис. 5.3. Можно видеть изменение временной зависимости намагниченности от $M(t) = \exp(-at)$ (при 280...300 К) (рис. 5.3, а) до зависимости $M(t) = \exp(-\beta t^2)$ (при 240...270 К) (рис. 5.3, б, кривая 1).

При низких температурах (240...270 К) аппроксимация уравнением (4.6) хорошо совпадает с экспериментальными данными, в отличие от высоких температур (280...300 К), где удовлетворительное приближение не может быть достигнуто.

В рамках модели Фатгузо–Лабруне мы можем определить соотношение зарождения фазы обратной намагниченности и распространения доменных стенок при перемагничивании. Параметр k соответствует этой пропорции. Если зарождение фазы обратной намагниченности является доминирующим, значение k близко к нулю. При возрастании его значения до $\sim 1 \dots 100$ преобладает механизм распространения доменных стенок как основная причина магнитной релаксации [28].

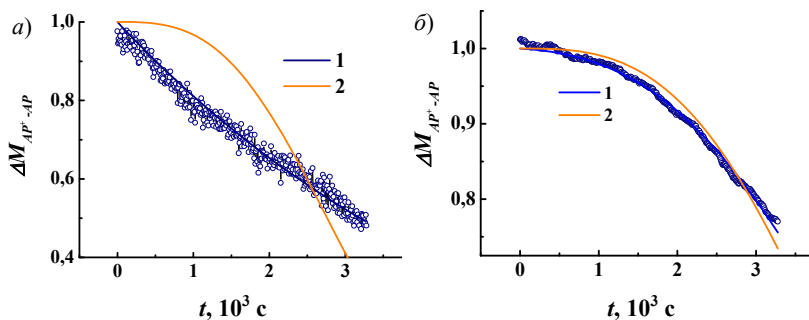


Рис. 5.3. Временные зависимости намагниченности, измеренные на образце Pt/Co/Ir/Pt/Co, при температуре 300 К (а) и 240 К (б) для значения поля $H^*/H_p \ll 1$ и их аппроксимация полной формулой Фатгузо–Лабруне (кривая 1) и упрощенной моделью ($k \gg 1$, кривая 2),

$$\Delta M_{AP^+ \leftrightarrow AP^-} = (M(t) - M_{AP^+}) / (M_{AP^+} - M_{AP^-})$$

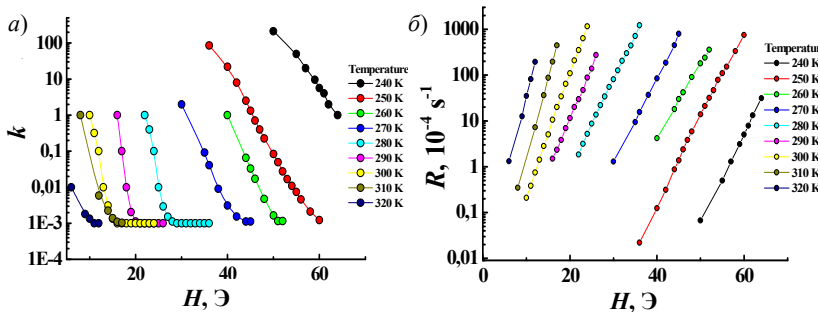


Рис. 5.4. Магнитно-полевые зависимости константы распространения доменных стенок k (а) и вероятности зарождения фазы обратной намагниченности R (б) при диапазоне температур 240...320 К для образца CoFeB/Ta/CoFeB

В наших экспериментах при низких температурах 240...270 К, $k \sim 1 \dots 100$, т.е. распространение доменных стенок является доминирующим процессом (рис. 5.4, а). Напротив, значение k очень мало ($k \ll 1$) при 280...300 К, что указывает на доминирование механизма зарождения фазы обратной намагниченности.

Зависимость параметра вероятности зарождения R от магнитного поля может быть рассчитана для разных значений температур по следующей формуле:

$$R(T, H) = R_0 \exp\left(\frac{-(W_N - 2HM_S V_N)}{k_B T}\right), \quad (5.2)$$

где W_N – энергетический барьер; V_N – активационный объем для процесса зарождения фазы обратной намагниченности.

Уравнение (5.2) может быть переписано как

$$k_B T \ln(R(T, H)) = A + BH, \quad (5.3)$$

где $A = -W_N + k_B T \ln(R_0)$, $B = 2M_S V_N$, R_0 – частотный коэффициент затухания.

Аппроксимация зависимостей R от магнитного поля при каждой температуре позволяет оценить значения A и B . Температурные зависимости параметра A и объема активации V_N , аппроксимированные линейно, позволяют определить энергетический барьер W_N .

При более низких температурах отклонение зависимости $A(T)$ от прямой связано с увеличением вклада движения доменных стенок

в соответствии с нашими предыдущими выводами. Линейный размер зоны активации l_N может быть оценен по значению

$$V_N: l_N \sim (V_N / \pi h)^{1/2}. \quad (5.4)$$

Здесь $V_N \sim 80$ нм сравнимо с типичными значениями ширины доменов в тонких пленках CoFeB [38].

Зависимости R от магнитного поля были аппроксимированы формулой (5.3), а значения A и B были получены при каждой температуре. Температурные зависимости параметра A и объема активации V_N представлены на рис. 5.5, *a* и *б* соответственно. Линейная аппроксимация зависимости $A(T)$ при 280...320 К (линия 1, рис. 5.5, *a*) позволяет определить энергетический барьер $W_N \sim 8,2 \cdot 10^3$ К и частотный коэффициент нуклеации $R_0 \sim 10^8$ с⁻¹.

Дальнейшее снижение температуры до 100 К приводит к изменениям в последовательностях переходов, в результате чего $AP^+ \leftrightarrow AP^-$ переход не реализуется. Однако в основном гистерезисном цикле происходит два перехода (вместо трех при 300 К): $P^+ \rightarrow AP^-$ и $AP^- \leftrightarrow P^-$ [35]. Можно также наблюдать переход $AP^+ \leftrightarrow P^-$ на минорной петле гистерезиса, если ранее образец был охлажден до 100 К в состоянии AP^+ [35]. Все эти переходы соответствуют независимому переключению намагничивания одного верхнего или нижнего слоя. Набор релаксационных кривых $M(t)$ при переходах $P^+ \rightarrow AP^-$ и $AP^- \leftrightarrow P^-$ представлен на рис. 5.6. Значение k ($k \sim 0,001$ или менее) для всего диапазона магнитного поля достаточно низкое. Это означает, что переходы регулируются только зарождением фазы обратной намагниченности, а вклад расширения доменных стенок пренебрежимо мал.

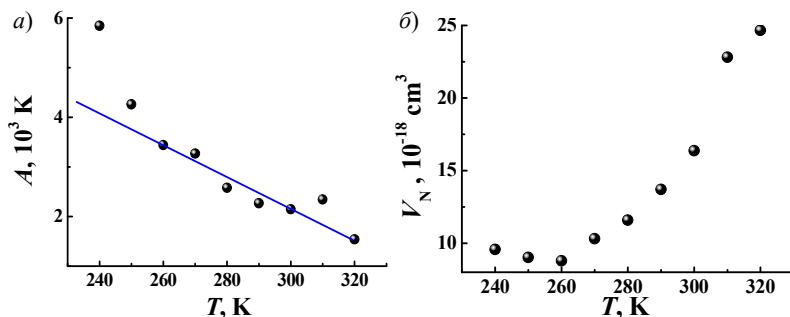


Рис. 5.5. Температурные зависимости параметра A , (*a*) и активационного объема V_N (*б*), полученные для образца CoFeB/Ta/CoFeB. Сплошная линия – линейная аппроксимация

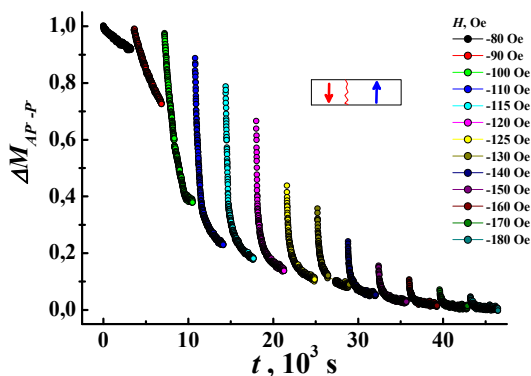


Рис. 5.6. Временные зависимости намагниченности при 100 К, измеренные для образца CoFeB/Ta/CoFeB.

Схемы намагничивания слоев представлены схематически на вставке $\Delta M_{AP}^{- \leftrightarrow P^{-}} = (M(t) + M_S) / 2M_S$

Зависимость R от значения магнитного поля представлена на рис. 5.7. В отличие от области высоких температур, при низких температурах полулогарифмическая зависимость $R(T)$ не является прямой. Скорость внешнего размагничивания возрастает, когда уменьшается внешнее магнитное поле. Изменения поля находятся в диапазоне $-100 \dots -150$ Э, поскольку антиферромагнитный межслойный обмен препятствует переходу (рис. 5.7).

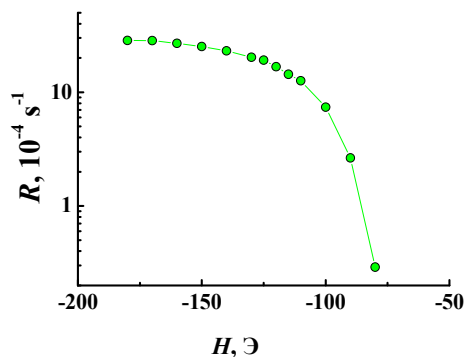


Рис. 5.7. Зависимости частоты зарождения фазы обратной намагниченности от магнитного поля для образца CoFeB/Ta/CoFeB

Зависимость $R(H)$ образца находится между аналогичными зависимостями для совершения перехода из состояний $P^+ \leftrightarrow AP^+$ в двухслойном образце. Таким образом, в случае сонаправленных намагниченностей M_{thin} и M_{thick} антиферромагнитное обменное взаимодействие облегчает обратное намагничивание нижнего слоя, сдвигая поля переключения в положительные значения, тогда как в случае противоположно направленных M_{thin} и M_{thick} -векторов, антиферромагнитный обмен препятствует обратному намагничиванию нижнего слоя, поле переключения сдвигается к положительным значениям.

Мы сравнили первые производные намагниченности по времени dM/dt для ряда кривых магнитной релаксации бислоя CoFeB при 245 К и 300 К. Подробная карта переключения исследуемого спинового вентилля Pt/Co/Ir/Co/Pt в координатах магнитное поле H –температура T для 245 К и 300 К представлены на рис. 5.8 (*a* и *b* соответственно).

Цвет на этих диаграммах соответствует dM/dt -значению. Черные линии, разделяющие области разного цвета, являются равнозначными линиями: $dM/dt = \text{const}$ вдоль каждой черной разделительной линии (dM/dt отличается для разных черных линий). Максимум на каждой из этих линий в координатах t – H указывает приложенное магнитное поле H_0 , соответствующее максимально возможной скорости dM/dt в фиксированное время t_0 , прошедшее с момента начала записи кривой магнитной релаксации [20]. Эти максимумы возникают благодаря существованию нескольких центров открепления доменных стенок. Каждый максимум соответствует полю открепления доменных стенок. Существует два максимума при 300 К и один максимум при 245 К. Это означает, что существует несколько типов центров закрепления доменов при разных пороговых значениях поля. При комнатной температуре термических колебаний достаточно, чтобы преодолеть все

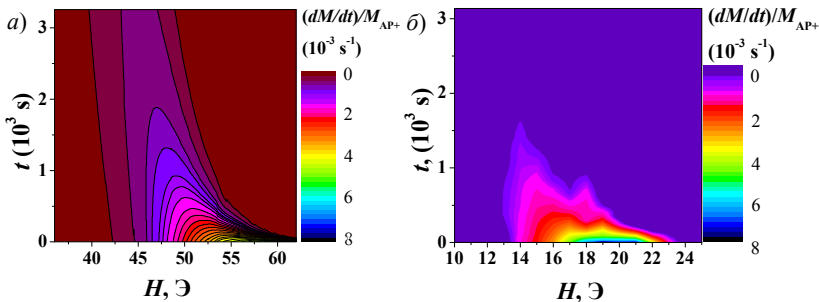


Рис. 5.8. Температурно-полевые карты первой производной намагниченности по времени намагничивания образца CoFeB при 250 К (*a*) и 300 К (*b*)

центры закрепления доменных стенок. В случае относительно низких приложенных магнитных полей («слабый» наклон области энергетического ландшафта), скорость магнитной релаксации будет определяться конкуренции доменной стенки и центров закрепления нескольких типов. Увеличение приложенного магнитного поля («резкий» наклон областей энергетического ландшафта) приведет к подавлению вкладов центров закрепления с низким полем, пока не останется только один центр с наивысшим полем открепления доменной стенки.

Кривые намагниченности FORC были получены для двухслойного образца $\text{CoFeB}/\text{Ta}/\text{CoFeB}$ в диапазоне полей от $+40$ Э до -40 Э, начиная с поля H_A в первом эксперименте, и с H_B – во втором. Этот диапазон полей соответствует переходу $\text{AP}^+ \leftrightarrow \text{AP}^-$. Кривые представлены на рис. 5.9.

Каждая кривая начинается с поля H_A , отличающегося от предыдущего. После измерения первой точки кривой FORC ($M(H_B = H_A)$), магнитное поле H_B начинает увеличиваться с шагом 1 Э от H_A до 25 Э, а магнитный момент регистрируется для каждого шага H_B . После того, как первая кривая записана при заданном поле H_A , начинается запись следующей кривой FORC (следующее значение H_A).

Можно различить три диапазона магнитных полей с различным изменением намагниченности образца при изменении магнитного поля. Если кривые FORC начинаются с диапазона магнитного поля $-22 \dots -15$ Э, намагниченность продолжает уменьшаться несмотря на положительное направление изменения магнитного поля. Таким образом,

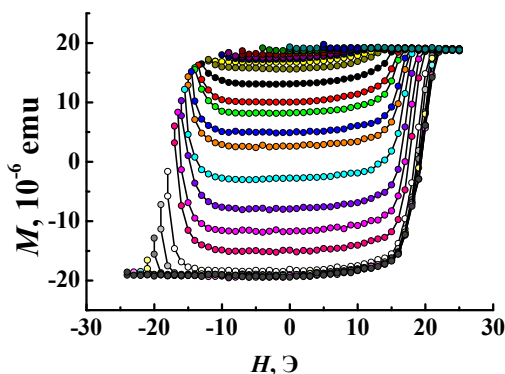


Рис. 5.9. Кривые FORC для прямого перехода между антиферромагнитно-связанными состояниями AP^+ и AP^- , которые являются антипараллельными состояниями бислоя $\text{CoFeB}/\text{Ta}/\text{CoFeB}$

мы можем определить этот диапазон полей как диапазон полей перехода $AP^+ \rightarrow AP^-$. Можно сказать, что существует конкуренция между отрицательным вкладом магнитного последствия, запущенным полем H_A , и положительным приростом намагниченности, вызванным увеличением поля H_B . Когда магнитное поле становится больше -15 Э, намагниченность обоих слоев стабилизируется между состояниями $AP^+ \rightarrow AP^-$ и не изменяется до тех пор, пока значение колебательного поля не достигнет $+12$ Э. Это означает, что стабильное многодоменное состояние возможно для диапазона магнитного поля $-15 \dots +12$ Э, а отношение между доменами в состояниях AP^+ и AP^- зависит от величины начального магнитного поля. Наконец, диапазон изменения магнитного поля $12 \dots -20$ Э соответствует переходу $AP^- \rightarrow AP^+$. В этом диапазоне наблюдается постепенное увеличение намагниченности вплоть до состояния AP^+ .

Дополнительная информация может быть извлечена из кривых FORC, если они записаны в координатах (H_A, H_B) , как показано на рис. 5.10. На этой диаграмме представлена информация о том, какие комбинации начального поля H_A и переменного поля H_B следует применять для установки двухслойного образца в требуемое магнитное состояние. Интересно, что границы для многодоменного стабильного магнитного состояния на этой диаграмме почти вертикальны – это означает, что отношение между объемами AP^+ и AP^- доменов зависит только от поля H_A . После поля H_A любое поле H_B от -10 Э до $+10$ Э может быть выбрано для стабилизации магнитного состояния, заданного полем H_A .

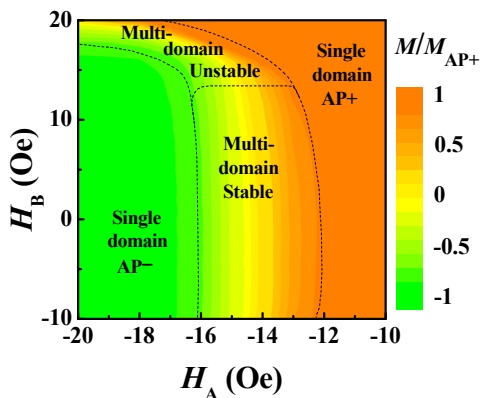


Рис. 5.10. Начальное поле – подметающее поле – диаграмма намагничивания, заимствованная из кривых FORC на рис. 5.9

Общим способом обработки кривых FORC является анализ вторых производных $d^2M/dH_A dH_B$ как для исходного поля, так и для поля изменений намагниченности образца пусковыми и переменными полями (рис. 5.11) в осях $H_U = (H_A + H_B)/2$ и $H_C = (H_B - H_A)/2$. Физический смысл поля H_U – это смещение центра симметрии, соответствующей кривой FORC относительно нулевого поля, обусловленное межслойной обменной связью. Физический смысл H_C – коэрцитивность соответствующего FORC, определяемая распределением поля переключения для всех возможных доменных конфигураций. Таким образом, $d^2M/dH_A dH_B$ показывает, насколько сильно влияние заданных полей H_U и H_C на отклик магнитной восприимчивости dM/dH_B при начальном поле H_A .

На FORC-диаграмме для перехода AP^+ и AP^- бислоя CoFeB (рис. 5.11) можно увидеть два пятна. Нижнее левое пятно 1 соответствует отрицательным полям H_U (от -20 до -10 Э) на рис. 5.9. Верхнее центральное пятно 2 соответствует положительным полям H_C (от $+14$ до $+20$ Э) на рис. 5.9. Эти пятна имеют разную ширину. Длина (размер сверху вниз) и ширина определяются распределением взаимодействий полей и полей переключения соответственно. Видно, что пятно 1 находится вблизи нулевых полей переключения и диапазона полей взаимодействия от -25 до -15 Э. В противоположность пятну 1 пятно 2 соответствует нулевым полям взаимодействия и полям переключения $+12 \dots +22$ Э. Последнее означает, что уменьшение намагниченности в диапазоне полей $-20 \dots -10$ Э и увеличение в диапазоне

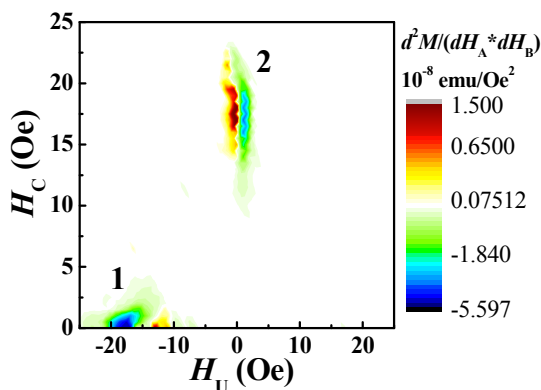


Рис. 5.11. FORC-диаграмма для перехода $AP^+ \rightarrow AP^-$ при температуре 300 К для CoFeB/Ta/CoFeB

полей $+15\dots+22$ Э являются процессами различного происхождения. Первое явление определяется распределением полей переключения, второе – распределением поля взаимодействия. Таким образом, два качественно аналогичных процесса размагничивания на петле магнитного гистерезиса (от -20 до -10 Э и в диапазоне полей от $+15$ до $+22$ Э на рис. 5.9), сопровождающиеся магнитной релаксацией, оказываются разного происхождения и разделены на поле переключения и поле взаимодействия с помощью анализа FORC-диаграммы.

Можно отметить, что большинство кривых FORC начинаются между значениями $+M_S$ и $-M_S$. Это означает, что образец частично намагничен в начальной точке H_A на любой выбранной кривой FORC. Поэтому FORC-диаграмму можно интерпретировать в терминах вклада двух типов магнитных доменов в динамику намагниченности бислоя под действием магнитного поля: 1) сохранившиеся домены – домены отрицательного знака намагниченности, которые остаются в образце, когда магнитное поле только что переключилось из значения насыщенности вниз до H_A ; 2) новые домены, которые образованы под действием магнитного поля, изменяющегося от значения поля H_A в H_B во время измерения кривой FORC.

Пятно 1 имеет узкое распределение поля переключения H_C и широкое распределение полей взаимодействия H_U , лежащих вблизи нулевого значения. Это можно объяснить, если пятно 1 соответствует сохранившимся доменам. Широкое распределение полей взаимодействия H_U соответствует изменениям формы и размера этих доменов путем распространения доменных стенок. Соотношение между шириной распределения H_U и H_C можно рассматривать как меру доминирования распространения зародышеобразования для магнитных доменов этого типа.

Пятно 2 имеет узкое распределение полей взаимодействия H_U и широкое распределение H_C . Это означает, что намагниченность образца в положительном магнитном поле возникает главным образом из-за новых областей зародышеобразования, которые доминируют. Таким образом, анализ FORC, применяемый к непрерывной тонкой пленке с ПМА, позволяет нам различать два типа доменов, а также выявлять соотношение между вкладами процессов зарождения и распространения доменов.

5.2. Осцилляции намагниченности спинового вентиля

Перпендикулярно намагниченные синтетические ферримагнетики, состоящие из двух антиферромагнитно-связанных магнитных слоев, являются очень привлекательными материалами для устройств

спинтроники. Многочисленные материалы, такие как [Pt/Co]Ru [Co/Pt] [39], CoFeB/(Ta или MgO)/CoFeB [33, 38, 39], [Co/Pd] Ru [Co/Pd] [32], или даже сплавы Гейслера [33] или графена [32] подходят для создания многослойных структур, которые состоят из двух ферромагнитных слоев, разделенных немагнитным спейсером (разделителем), обеспечивающим антиферромагнитную связь между ними. Эти магнитные структуры используются в устройствах с магнитной памятью, главным образом, в виде закрепленных слоев в перпендикулярных магнитных туннельных переходах [38 – 43]. Еще одной основной областью применения синтетических ферромагнетиков является концепция одномерной памяти (race track) [44]. Эта технология разработана IBM в последние десятилетия и использует магнитную структуру, увеличивающую скорость доменных стенок [42]. Другие применения синтетических ферромагнетиков включают также сверхпроводящие устройства [43], датчики [39 – 48] и даже ячейки для нейроморфных вычислений. Таким образом, динамические свойства намагниченности в этих системах могут представлять большой интерес для рассмотрения их устойчивости при воздействии магнитного поля и(или) температуры.

Эволюция намагничивания тонких пленок как функция времени – очень сложная проблема, которую невозможно решить с помощью алгоритмов конечных элементов из-за размеров и временных масштабов, связанных с такими явлениями. Невозможно также решить этот вопрос с использованием точных теоретических методов, поскольку аналитические модели не могут принимать во внимание все взаимодействия таких больших образцов и все дефекты атомных и магнитных структур. Несколько подходов и моделей дают ключ к решению этой проблемы, учитывая тип используемых материалов. Эти методы и макроскопические описания предсказывают непрерывное переключение намагниченности из одного состояния в другое, что приводит к монотонной эволюции намагниченности как функции времени. Релаксации намагниченности для одиночных тонких ферромагнитных пленок хорошо изучены и имеют вид монотонно убывающей экспоненциальной зависимости [27, 30, 49].

Полученные нами экспериментальные кривые магнитной релаксации для двух тонких ферромагнитных пленок, разделенных тонким немагнитным слоем, указывают на немонотонное поведение при переходе из антипараллельного состояния в параллельное [50]. Поскольку мы приписываем это необычное поведение энергетическому ландшафту (см. рис. 5.19, б), мы можем также связать существование такого перехода с температурой, которая играет известную роль в магнитной конфигурации образца.

Образцы, участвовавшие в этом исследовании, представляют собой Co/Pt бислои, разделенные спейсером Ir. Точные составы гетероструктур: Si/Ta (3 нм)/Pt (3,2 нм)/Co (1 нм)/Ir (1,4 нм)/Co (9 нм)/Pt (3,2 нм) (которые будут называться Pt/Co/Ir/Co/Pt (образец 1), Si/Ta (3 нм)/Pt (3 нм)/Co (0,7 нм)/Ir (1,4 нм)/Co (1 нм)/Pt (3 нм) (образец 2) и Si/Ta (3 нм)/Pt (3 нм)/Co (0,95 нм)/Ir (1,4 нм)/Co (1 нм)/Pt (3 нм) (образец 3).. Образцы были получены методом магнетронного напыления при постоянном токе и температуре. Толщины слоев кобальта, а также слои платины, которые имеют границу раздела с кобальтом, выбираются так, чтобы получить перпендикулярную магнитную анизотропию (ПМА). Толщина слоя иридиевого спейсера (разделителя) является наиболее чувствительным параметром этого образца: он определяет связь между ферромагнитными слоями, взаимодействием RKKY. В результате измерений было выявлено, что максимальная локальная антиферромагнитная связь между слоями кобальта осуществляется при толщине слоя иридия в 14Å. Эта связь была широко исследована, и найденная нами экспериментальная толщина, максимизирующая антиферромагнитную связь, очень похожа на ту, что можно найти в литературе [49]. Можно отметить, что глобальный максимум антиферромагнитной связи достигается около 6 Å. Тем не менее, мы решили увеличить толщину иридиевой прослойки до 14Å, чтобы избежать вклада шероховатости нашего образца.

Измерения релаксации проводились при следующих условиях: сначала температура образца стабилизировалась и образец помещался в магнитное поле $H = +1000$ Э, чтобы насытить его (привести в P^+ состояние). Затем поле опускалось до значения H^* , близкого к полю переключения, выведенного из магнитного гистерезиса. Гистерезис был получен при помощи СКВИД-магнитометрии. Для стабилизации поля требуется 60 секунд. После стабилизации СКВИД-магнитометром записывалась магнитная релаксация в поле H^* .

Первый набор данных, который был получен, соответствует образцу 1. Все измерения, касающиеся этого образца, были проведены при комнатной температуре. На рисунке 5.12 показана петля гистерезиса, соответствующая этому образцу. Мы можем заметить, что четыре магнитных состояния доступны путем изменения значения магнитного поля. Пристальный анализ петли гистерезиса показывает, что при скорости развертки поля, которая была использована в процессе измерений, трудно получить поочередный доступ к этим состояниям в диапазоне от отрицательного поля до положительного, или наоборот. Для возрастающего поля намагничивание переходит непосредственно из AP^+ конфигурации в P^- , минуя AP^- -конфигурацию. Переключение из состояния AP^- в P^+ также осуществляется, минуя состояние AP^+ .

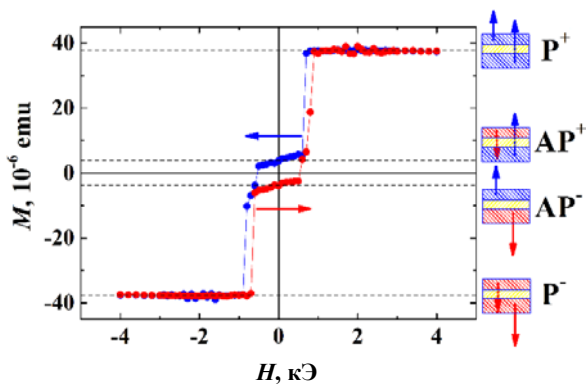


Рис. 5.12. Магнитная характеристика Pt/Co (1 нм)/Ir (1,4 нм)/Co (9 нм)/Pt: намагниченность M в зависимости от приложенного магнитного поля H при комнатной температуре

Последующие выводы связаны с этой особенностью петли гистерезиса. Мы устанавливаем поле вокруг $AP^+ \rightarrow P^-$ -перехода, чтобы увидеть, можно ли наблюдать релаксацию между AP^+ и AP^- -конфигурациями. На рисунке 5.13 показаны кривые релаксаций.

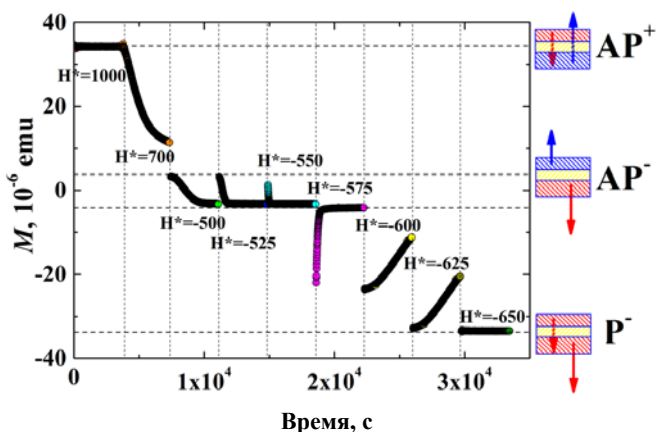


Рис. 5.13. Кривые релаксации при комнатной температуре для нескольких приложенных магнитных полей для образца 1 Pt/Co (1 нм)/Ir (1,4 нм)/Co (0,9 нм)/Pt: намагниченность как функция времени в течение 3600 секунд для полей от 1000 до -700 Э

Мы можем различать два типа релаксации. Для H^* приложенных магнитных полей между -500 Э и -550 Э можем наблюдать релаксацию между состояниями AP^+ и AP^- с монотонным уменьшением намагниченности в зависимости от времени. Для полей ниже -600 Э и -650 Э мы можем видеть совсем другое поведение, которое показывает увеличение к AP^- -состоянию. Это признак того, что менее чем за 60 секунд, за которые проводится стабилизация, намагниченность уменьшается с AP^+ до уровня, меньшего, чем AP^- .

Чтобы получить представление о явлениях, связанных с необычными релаксационными кривыми, была использована микроскопия МОКЕ для изображения магнитных конфигураций. При помощи этого метода мы могли бы менять приложенное магнитное поле до тех пор, пока не стали наблюдать зарождение и распространение магнитных доменов. Из крутизны перехода $AP^+ \rightarrow AP^- \rightarrow P^-$ можно понять, что переключение намагниченности в результате действия магнитного поля происходит очень быстро. Для визуализации процесса релаксации была сделана серия снимков методом МОКЕ, с малыми временными промежутками между ними.

Полученные изображения показывают четкий двухэтапный процесс: для постоянного значения приложенного магнитного поля (-60 мТ) в начальной конфигурации AP^+ (средний серый домен $\uparrow\uparrow$ по сторонам) наблюдается зарождение и медленное распространение P^- -доменов (самый легкий оттенок серого $\downarrow\downarrow$) (рис. 5.14, *a* – *в*). AP^- -домен (самый темный оттенок серого $\uparrow\downarrow$) может зарождаться из P^- -домена и медленно расти (рис. 5.14, *б* – *е*). С течением времени начальные AP^+ -домены исчезают довольно быстро, что приводит к большой доле P^- -доменов, а затем P^- -домены медленно заменяются окончательной AP^- -конфигурацией.

Динамика описанного здесь явления очень чувствительна к приложенному магнитному полю. Важнейшая особенность, которая должна быть указана, заключается в том, что явление качественно одинаково для разных значений поля. Изменяются только временные рамки перехода.

Чтобы лучше понять явление, происходящее в этих экспериментах, мы решили выращивать те же самые образцы с различной толщиной кобальта. Это приведет к изменению петли гистерезиса относительно полей переключения между различными состояниями. Затем мы могли бы использовать знания о магнитном поведении этих синтетических ферромагнетиков относительно температуры [51], чтобы получить гистерезисы, которые хорошо сравнились бы с образцом 1 при комнатной температуре (рис. 5.12). Гистерезис для образца 2 изображен на рис. 5.15.

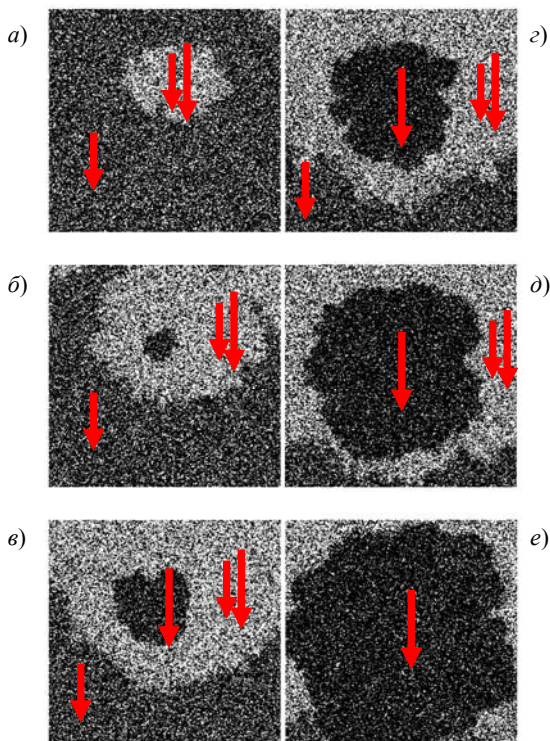


Рис. 5.14. МОКЕ-изображение $AP^+ \rightarrow P^- \rightarrow AP^-$ -перехода в последовательные моменты времени при постоянном приложенном магнитном поле $H^* = -60$ мТ после 20 с (а), 40 с (б), 60 с (в), 80 с (з), 100 с (д) и 120 с (е). Серая область по бокам изображений (а – с) представляет собой магнитную конфигурацию AP^+ (начальное состояние); светлый оттенок серого, появляющийся в середине изображений (а – в) и по сторонам (з–д), представляет собой P^- -магнитную конфигурацию (переходное состояние); темный оттенок серого, растущий в середине изображений (б – е), представляет собой AP^- -магнитную конфигурацию (конечное состояние)

В этом случае, опять же, переход между состояниями AP^+ и AP^- при уменьшении поля, по-видимому, не дает стабильной AP^- -конфигурации, и намагничивание скачкообразно приближается непосредственно к P^- -состоянию. Соответствующие кривые релаксации при низкой температуре (150 К), представленные на рис. 5.16, показывают тот же вид немонотонного поведения.

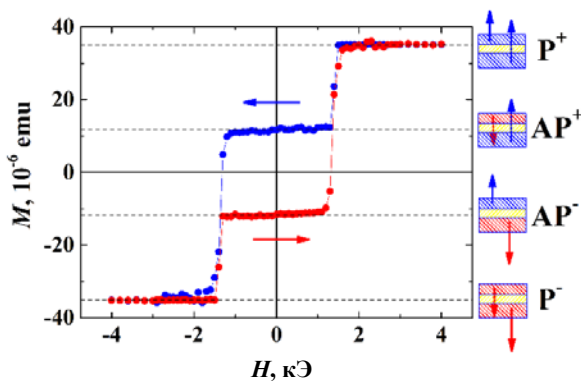


Рис. 5.15. Полевая зависимость $M(H)$ Pt/Co (1 нм)/Ir (1,4 нм)/Co (0,7 нм)/Pt: при температуре 100 К

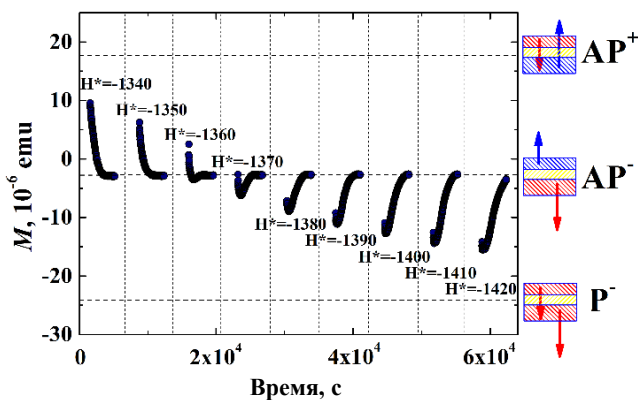


Рис. 5.16. Релаксационные кривые при температуре 100 К и нескольких приложенных магнитных полях на образце 2 Pt/Co (1 нм)/Ir (1,4 нм)/Co (0,7 нм)/Pt: намагничивание как функция времени в течение 3600 секунд для полей от -1340 до -1420 Э. Все значения поля H^* , записанные на рисунке, находятся в Э

Мы даже можем видеть более точно минимальное намагничивание, достигнутое через несколько минут после начала каждого измерения. На рисунке 5.17 изображены две наиболее значимые кривые, соответствующие различным значениям поля.

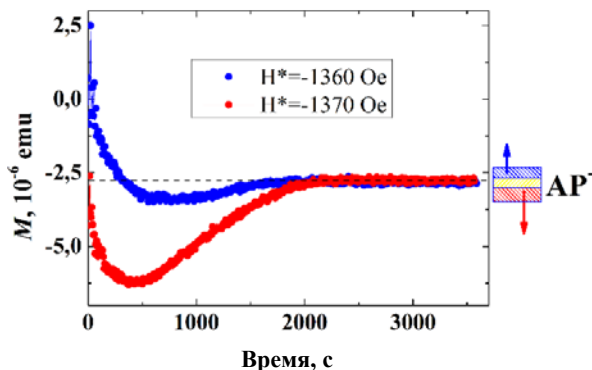


Рис. 5.17. Кривые релаксации при температуре 100 К и нескольких приложенных магнитных полях на образце 2 Pt/Co (1 нм)/Ir (1,4 нм)/Co (0,7 нм)/Pt: намагничивание как функция времени в течение 3600 секунд для $H^* = -1360$ Э (синяя) и $H^* = -1370$ Э (красная)

Важно заметить, что мы не смогли получить самые первые значения намагниченности, потому что нам нужно ждать, пока магнитное поле будет устойчивым, чтобы провести точное измерение намагниченности образца. Таким образом, первая точка кривых должна соответствовать намагничиванию AP^+ . На релаксации при $H^* = -1360$ Э следует особо отметить, что намагниченность уменьшается со значения, превышающего уровень AP^- -состояния.

Для того чтобы удостовериться в локальном характере наблюдаемого явления при низких температурах, были проведены измерения релаксации намагниченности методом МОКЕ, при $T = 231$ К для образца 3. Данная релаксационная зависимость приведена на рис. 5.18.

Локальное измерение магнитной конфигурации предоставляет нам доказательство того, что намагниченность полностью переключается из состояния AP^+ в P^- -состояние на первом этапе. Последующий переход между P^- состоянием и AP^- происходит с задержкой, которая зависит от положения поля. Можно обратить внимание на то, что чем быстрее осуществляется первый переход, тем короче будет задержка между $AP^+ \rightarrow P^-$ и $P^- \rightarrow AP^-$ -переходами. Данное наблюдение можно связать с рис. 5.14, где ясно видно, что ближе к центру зародышеобразования оба перехода происходят в небольшом пространственном диапазоне, что соответствует короткой задержке (рис. 5.14, *a*), в то время как вдали от центров нуклеации первый переход $AP^+ \rightarrow AP^-$ случается задолго до $P^- \rightarrow AP^-$ -перехода (рис. 5.14, *б - з*).

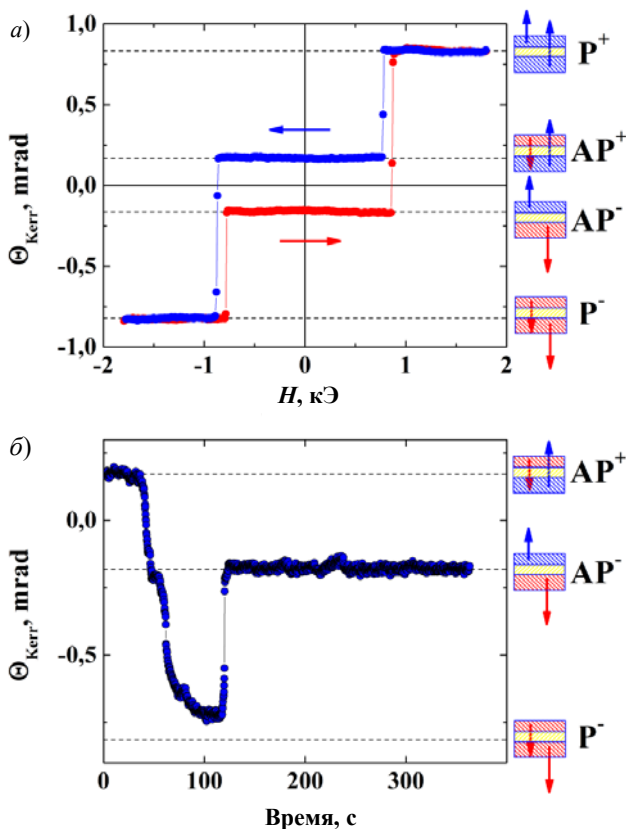


Рис. 5.18. Магнитная характеристика сигнала Pt/Co (1нм)/Ir (1,4 нм)/Co (0,95 нм)/Pt: Kerr (Θ_{Kerr}) в зависимости от приложенного магнитного поля H при температуре 232 К (а). Локальная кривая релаксации при температуре 232 К и приложенном магнитном поле $H^* = 880$ Э (б). Зависимость сигнала МОКЕ (Θ_{Kerr}) от времени записывалась в течение 350 секунд, на области $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ образца 3 Pt/Co (1 нм)/Ir (1,4 нм)/Co (0,95 нм)/Pt

Чтобы понять физическое происхождение этой двухступенчатой релаксации, мы использовали энергетическую модель, основанную на приближении макроспина для каждого магнитного слоя. Несмотря на то, что этот подход не дает точной картины релаксационного процесса, он все же может дать некоторое представление об основных

различиях между прямым $AP^+ \rightarrow AP^-$ -переходом и последовательными обратными $AP^+ \rightarrow P^-$ и $P^- \rightarrow AP^-$ -переходами.

Внутри макроспинового подхода намагниченность системы может быть полностью описана четырьмя независимыми углами (θ_1 , φ_1 , θ_2 , φ_2), которые определяют направления намагничивания в полярных координатах. Однако из-за соображений симметрии только случаи, когда намагниченности лежат в одной и той же вертикальной плоскости, описывают равновесные состояния. Таким образом, достаточно рассмотреть полярные углы θ_1 и θ_2 , которые описывают ориентацию намагничивания верхнего и нижнего слоев относительно оси, перпендикулярной к плоскости пленки (см. рис. 5.19, *a*). Энергия системы для любой конфигурации этих углов может быть записана в виде суммы трех вкладов (энергия анизотропии, зеемановская энергия и межслойная обменная энергия) следующим образом:

$$\begin{cases} E_A = -K_1^{eff} \cos^2 \theta_1 - K_2^{eff} \cos^2 \theta_2; \\ E_Z = -\mu_0 H (t_1 M_1 \cos \theta_1 + t_2 M_2 \cos \theta_2); \\ E_{EX} = -J_{ex} \cos(\theta_1 - \theta_2), \end{cases} \quad (5.5)$$

где t_1 и t_2 – толщина верхнего и нижнего слоев; S – нормальная площадь поверхности каждого магнитного слоя. Здесь

$$K_i^{eff} = \frac{\mu_0 t_i M_i^2}{2} - K_{s1},$$

($i = 1, 2$).

Учитывая, что внешнее поле H применяется перпендикулярно плоскости пленок, нетрудно показать, что энергия, заданная уравнением 1, имеет четыре минимума, соответствующих четырем доступным состояниям намагниченности, которые показаны выше в петлях гистерезиса. Чтобы получить картину энергетического ландшафта, соответствующего петле гистерезиса образца 2, мы использовали магнитные параметры, перечисленные в табл. 5.1. Константа межслойной обменной связи была получена из условия переключения при $H_c = 1200$ Э. Константы анизотропии поверхности и магнитокристаллической анизотропии были оценены по расчетам О. Коплак [5] для гистерезисных петель типа II, которые определяются как

$$K_2^{eff} \frac{t_1 M_1}{t_2 M_2} - 2j_{ex} \frac{t_1 M_1 - t_2 M_2}{t_2 M_2} < K_1^{eff} < 2j_{ex} \frac{t_1 M_1 - t_2 M_2}{t_2 M_2}.$$

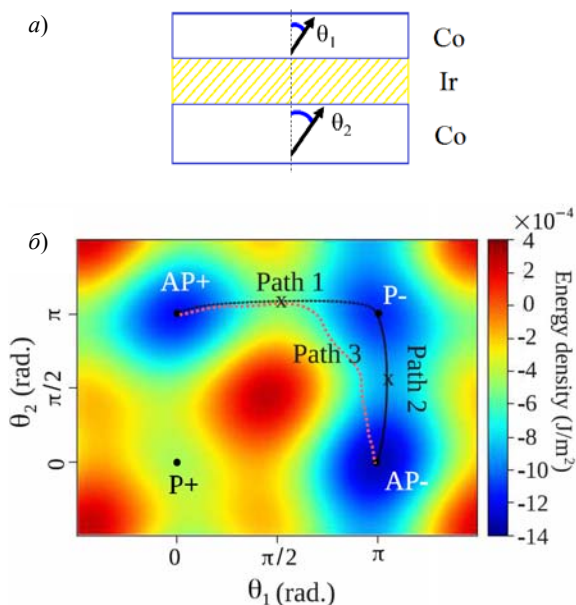


Рис. 5.19. Определение углов θ_1 и θ_2 между нормалью к поверхности образца и намагниченностью верхнего и нижнего слоев кобальта (а). Энергетический ландшафт двухмакроспиновой модели бислоя для приложенного магнитного поля 1500 Э (б).

Пути 1 и 2 показывают двухступенчатый переход $AP^+ \rightarrow P^- \rightarrow AP^-$, тогда как путь 3 представляет собой прямой $AP^+ \rightarrow AP^-$ переход

5.1. Значения магнитных параметров, выбранных для расчетов

	$T0$, нм	M , кА/м	Ks , мДж/м ²
Co ₁ (top)	0,7	1300	1,1
Co ₂ (bottom)	1,0	1400	1,9

Используя эти параметры, мы можем построить карту распределения энергии для любого значения приложенного поля H и, таким образом, проанализировать термически индуцированные переходы между любыми двумя состояниями. Для этого был подробно изучен случай $AP^+ \rightarrow AP^-$ перехода и построена карта распределения энергии для $H = -1500$ Э (рис. 5.19, б). В этом случае глобальный минимум энергии соответствует AP^- конфигурации, но нет пути, идущего от AP^+

к AP^- без какого-либо большого энергетического барьера. Мы считаем, что система будет эволюционировать до устойчивого состояния AP^- через минимальный энергетический путь (МЭП). Хотя между этими двумя состояниями существует бесконечное число путей, мы определяем путь минимума энергии как наиболее статистически вероятный путь. Поскольку МЭП очень важен в нашем теоретическом анализе, мы использовали процедуру вычисления его численного значения методом nudged elastic band (NEB) [25, 54].

Для такого перехода важны два условия. С одной стороны, комбинация пути 1 и пути 2 (т.е. $AP^+ \rightarrow P^-$ и $P^- \rightarrow AP^-$ последовательные переходы) дает наименьший энергетический переход. Комбинация этих путей становится двухэтапным процессом. С другой стороны, следует рассмотреть переход по пути 3, который идет непосредственно из AP^+ в AP^- -состояние. Этот путь имеет только один энергетический барьер, заданный седловой точкой на пути 1. Следовательно, он является только качественным, так как единственным параметром, который имеет значение, является высота энергетического барьера перехода и тот факт, что изменение энергии как функция криволинейных координат монотонна между начальным состоянием и максимумом энергии этого пути. Энергия как функция криволинейных координат для этих путей показана на рис. 5.20.

Теперь предположим, что тепловые флуктуации могут приводить к спонтанным скачкам системы из одного метастабильного состояния в другое. Чтобы рассчитать динамику происходящего в нашем случае перехода, мы предлагаем модель, учитывающую вероятность переключения в зависимости от путей перехода, изображенных на рис. 5.20.

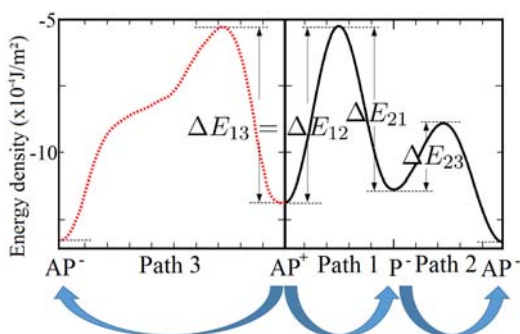


Рис. 5.20. Энергетические пути, соответствующие двум рассмотренным переходам между AP^+ и AP^- -состояниями: энергия системы как функция криволинейных координат траекторий перехода, изображенных на рис. 5.19, б

Мы рассмотрели трехслойные системы Co/Ir/Co как сборку небольших систем Co/Ir/Co, характеризующихся площадью поверхности S ($\sim 400 \text{ нм}^2$), энергия которой задается уравнением (1). Каждая система может быть найдена в одной из конфигураций AP^+ , AP^- и P^- с вероятностями P_{AP^+} , P_{AP^-} и P_{P^-} , соответственно. Они должны удовлетворять уравнению

$$P_{AP^+} + P_{AP^-} + P_{P^-} = 1. \quad (5.6)$$

Затем мы предполагаем, что энергетические барьеры, заданные путями рис. 5.20, определяют вероятность перехода между различными состояниями. Мы можем записать дифференциальную систему, определяющую вероятности переходов. Поскольку переходы от одного к другому состоянию являются марковскими процессами, мы можем использовать основное уравнение, которое описывает временную эволюцию вероятностей:

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \begin{pmatrix} -(\omega_{12} + \omega_{13}) & \omega_{21} & \omega_{31} \\ \omega_{12} & -(\omega_{21} + \omega_{23}) & \omega_{32} \\ \omega_{13} & \omega_{23} & -(\omega_{31} + \omega_{32}) \end{pmatrix} X, \quad (5.7)$$

где $X = \begin{pmatrix} P_{AP^+} \\ P_{P^-} \\ P_{AP^-} \end{pmatrix}$, ω_{ij} – переходные члены из состояния i в j .

В целях ясности мы ставим состояниям AP^+ , P^- , AP^- в соответствие индексы 1, 2 и 3 соответственно. Этот параметр мы связываем с энергетическими барьерами, найденными благодаря энергетическому ландшафту (рис. 5.19, б)

$$\omega_{ij} = \tau_{i \rightarrow j} \exp\left(\frac{-\Delta E_{i \rightarrow j}}{k_B T}\right).$$

В состав данного члена входит частота попытки перехода из состояния i в j .

Из детального баланса следует, что уравнение (3) можно привести к простой форме

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \begin{pmatrix} -(\omega_{12} + \omega_{13}) & \omega_{21} & 0 \\ \omega_{12} & -(\omega_{21} + \omega_{23}) & 0 \\ \omega_{13} & \omega_{23} & 0 \end{pmatrix} X. \quad (5.8)$$

Поскольку в нашей модели мы рассматриваем постоянные скорости, то с использованием преобразования Лапласа можно найти явное решение уравнения (5.8), которое можно записать в виде

$$P_{AP^+} = \frac{\omega_{21} + \omega_{23} + r_1}{r_1 - r_2} e^{r_1 t} - \frac{\omega_{21} + \omega_{43} + r_2}{r_1 - r_2} e^{r_2 t};$$

$$P_{P^-} = \frac{\omega_{12}}{r_1 - r_2} e^{r_1 t} - \frac{\omega_{12}}{r_1 - r_2} e^{r_2 t};$$

$$P_{AP^-} = 1 + \frac{\omega_{13} + r_2}{r_1 - r_2} e^{r_1 t} - \frac{\omega_{13} + r_1}{r_1 - r_2} e^{r_2 t},$$

где

$$r_1 = \frac{\omega_{12} + \omega_{13} + \omega_{21} + \omega_{23} -}{2} \rightarrow \frac{-\sqrt{(\omega_{12} + \omega_{13} + \omega_{21} + \omega_{23})^2 - 4(\omega_{12}\omega_{23} + \omega_{13}\omega_{21} + \omega_{13}\omega_{23})}}{2},$$

$$r_2 = \frac{\omega_{12} + \omega_{13} + \omega_{21} + \omega_{23} +}{2} \rightarrow \frac{+\sqrt{(\omega_{12} + \omega_{13} + \omega_{21} + \omega_{23})^2 - 4(\omega_{12}\omega_{23} + \omega_{13}\omega_{21} + \omega_{13}\omega_{23})}}{2}.$$

Легко проверить, что эти вероятности удовлетворяют условию (5.6). Стоит отметить, что в пределе стационарные распределения

$$\begin{aligned} P_{AP^+} &= 0, \\ P_{P^-} &= 0, \\ P_{AP^-} &= 1. \end{aligned}$$

Начальным состоянием системы является AP^+ , тогда как в статистическом равновесии мы ожидаем, что система будет находиться в AP^- -состоянии. Поэтому, используя принцип детального баланса, получаем необратимый переход из AP^- -состояния. Мы можем в конечном итоге решить основное уравнение (5.8) и получить статистическое среднее значение проекции намагниченности на нормаль к поверхности образца. Статистически среднее значение получается при умножении магнитного момента каждого состояния на вероятность данного состояния,

$$\langle M_z \rangle = P_{AP^+} M_{AP^+} + P_{AP^-} M_{AP^-} + P_{P^-} M_{P^-}, \quad (5.9)$$

где
$$\begin{cases} M_{AP^+} = t_2 M_2 - t_1 M_1, \\ M_{AP^-} = t_1 M_1 - t_2 M_2, \\ M_{P^-} = -t_1 M_1 - t_2 M_2. \end{cases}$$

Используя параметры материалов, приведенные в табл. 5.1, мы получим кривые магнитной релаксации, изображенные на рис. 5.21.

На этом расчете мы можем четко видеть качественное согласие с экспериментальными результатами, показанными ранее (рис. 5.13, 5.16, 5.17, 5.18, б). Небольшое изменение поля (~ 10 Э) приводит к значительному изменению кривой релаксации, как и в экспериментах. Мы выбрали адекватные параметры (частоту попыток и площадь поверхности S), так что время моделирования совпадает с окном измерения времени (~ 120 с). Частоты попыток были: $\tau_{AP^+ \rightarrow P^-} = 1,0 \times 10^{15}$, $\tau_{P^- \rightarrow AP^+} = 2,0 \times 10^{13}$, $\tau_{P^- \rightarrow AP^-} = 1,0 \times 10^4$, $\tau_{AP^+ \rightarrow AP^-} = 1,0 \times 10^{10}$ и $S \approx 20 \times 20$ нм².

Стоит отметить, что нам пришлось использовать очень низкую частоту попыток для скорости перехода между состояниями P^- и AP^- по сравнению с обычно оцененными (1010...1011 Гц) [50, 51]. Это может показать, что профиль реальной энергии имеет более низкий энергетический барьер, чем энергетический барьер, полученный из модели макроспина (см. энергетический барьер на пути 2 на рис. 5.20), который, возможно, связан с доменными образованиями на слоях Co .

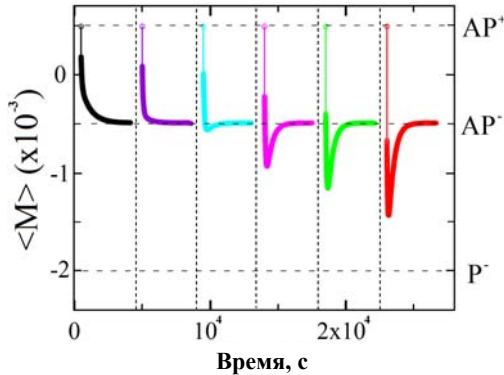


Рис. 5.21. Эволюция средней намагниченности по модели макроспина для различных значений приложенных полей при начальной конфигурации AP^+

Особо следует заметить, что для некоторого значения поля крутизна начальной намагниченности уменьшается, что связано с очень быстрым $AP^+ \rightarrow P^-$ переходом и более медленной $P^- \rightarrow AP^-$ -релаксацией. Однако мы видим, что оба перехода намного быстрее в симуляции, чем в эксперименте, и мы можем объяснить это тремя факторами: низкой частотой попыток, малой площадью поверхности, принятой в модели, и завышенными энергетическими барьерами. Несмотря на то, что мы использовали небольшую площадь поверхности ($\sim 20 \times 20 \text{ nm}^2$) в симуляциях, мы связываем это с термически индуцированным локальным переключением, с образованием зародышей намагниченности. Таким образом, если длина обмена станет больше 20 нм, одновременное переключение слоя было бы правдоподобно.

На графике, представленном на рис. 5.22, показаны расчетные вероятности нахождения системы в состояниях AP^+ , AP^- , P^- в зависимости от времени нахождения образца в поле $H = -1500 \text{ Э}$. Мы видим, что при $t = 0$ система находится в состоянии AP^+ с вероятностью 1. По мере увеличения времени вероятность пребывания системы в AP^+ состоянии плавно уменьшается, в то время как вероятность состояния P^- возрастает быстрее, чем состояния AP^- .

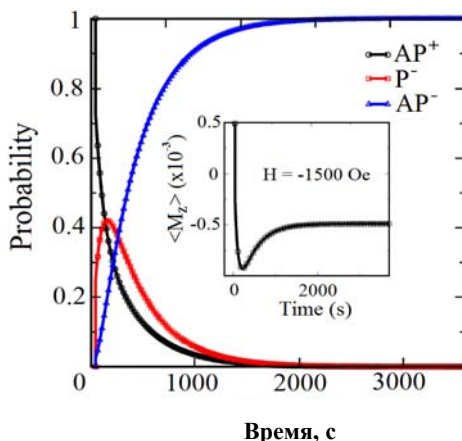


Рис. 5.22. Вероятность симулированных элементов пребывания в AP^+ , P^- и AP^- -состояниях в зависимости от времени.

Это моделирование соответствует применяемому полю -1500 Э .

Вставка представляет собой соответствующую эволюцию проекции намагниченности на нормаль к поверхности по отношению к времени

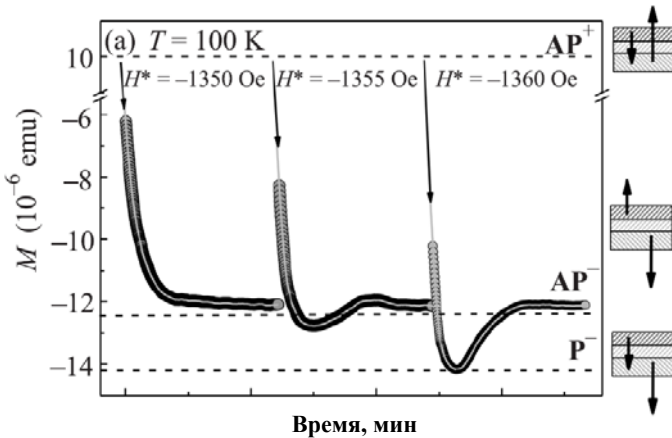


Рис. 5.23. Зависимость магнитного момента M от времени для образца с толщиной свободного слоя $\text{Co } t_{\text{Co}} = 0,7 \text{ нм}$ при $T = 100 \text{ К}$ во внешнем магнитном поле $-1355, -1360$ и -1365 Э

Приведенная выше модель описывает случай, показанный на рис. 5.23, кривая 3 для поля $H^* = -1360 \text{ Э}$, но не способна описать осциллирующий характер зависимости для поля $H^* = -1355 \text{ Э}$ (рис. 5.23, кривая 2). Развитая модель макроспина пригодна для описания немотонной магнитной релаксации в наноразмерных спиновых вентилях, которые служат основой магнитных ячеек памяти.

В спиновых вентилях крупного размера, предназначенных для изготовления спиновых сенсоров, пренебречь магнитной структурой пленок, т.е. наличием в них доменов, зародышей обратной намагниченности невозможно. Поэтому для описания осциллирующего поведения намагниченности необходимо учитывать взаимодействие зародышей в соседних ферромагнитных слоях [52, 53].

В процессе перемагничивания образца большой площади Pt/Co/Ir/Co/Pt наблюдается осцилляция намагниченности (см. рис. 5.23), что позволяет описать процесс моделью Лотка–Вольерра:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = (\alpha - \beta y)x, \\ \frac{dy}{dt} = (-\gamma + \delta x)y, \end{cases} \quad (5.10)$$

где x – количество зародышей P^- типа; $\alpha(H, T)$ – коэффициент эффективности зарождения в данном магнитном поле; β – коэффициент поглощения зародышей x зародышами y при совпадении их положения

друг над другом в соседних слоях (рис. 5.24); y – количество зародышей AP^- ; $\gamma(H, T)$ – коэффициент эффективности самоаннигиляции зародышей y ; δ – вероятность наложения зародышей в соседних слоях.

Наличие различных коэффициентов эффективности зарождения доменов связано с разницей в толщине между закрепленным и свободным слоем.

Система (5.10) описывает динамику зародышей в верхнем (свободном) слое и нижнем (закрепленном) слоях спинового вентиля по аналогии с известной системой «хищник–жертва» в модели Лотка–Вольterra. В отсутствие зародышей типа AP^- , количество зародышей P^+ будет описываться уравнением

$$\frac{dx}{dt} = \alpha x. \quad (5.11)$$

В отсутствие зародышей типа P^+ , количество AP^- будет описываться уравнением

$$\frac{dy}{dt} = -\gamma y. \quad (5.12)$$

Результат решения системы (5.10) хорошо известен из литературы – это колебательный процесс концентраций зародышей в обоих слоях. На рисунке 5.25 изображен фазовый портрет осцилляции зародышей [51].

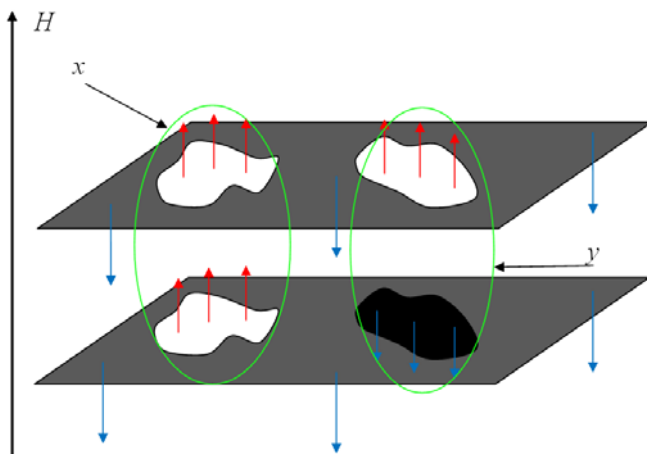


Рис. 5.24. Схематическое изображение двух слоев S_0 с зародышами $(x) P^+$ и $(y) AP^-$

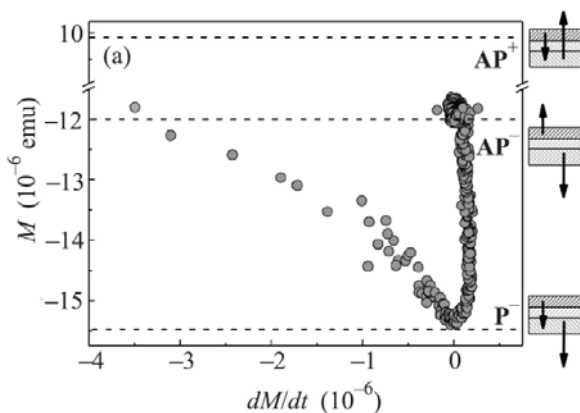


Рис. 5.25. Фазовый портрет процесса магнитной релаксации, полученный для образца $t_{Co} = 0,7$ нм, при температуре $T = 100$ К в магнитном поле $H = -1365$ Э

Таким образом, экспериментально обнаружены два типа немонотонной магнитной релаксации спинового вентиля при резком переключении внешнего магнитного поля. Полученные данные надежно воспроизводятся СКВИД магнетометром и магнитооптическим микроскопом Керра (МОКЕ). Предложено две модели для описания немонотонной релаксации. Модель макроспина (не учитывающая существование неоднородной намагниченности пленок). В рамках этой модели, пригодной для описания магнитной релаксации нанометровых ячеек магнитной памяти, описан однократный переход системы через промежуточное энергетически невыгодное состояние. Другая модель описывает осцилляционный характер магнитной релаксации, основанной на расчете вероятности встреч зародышей намагниченности разных знаков в соседних ферромагнитных слоях спинового вентиля. В простейшем варианте «осцилляционная» модель отвечает динамической системе Лотка–Вольтерра. Закономерности, о которых сообщается в работе, являются универсальными для любых синтетических ферри-магнетиков и синтетических антиферромагнетиков, обладающих перпендикулярной магнитной анизотропией.

5.3. Необычная динамика доменных стенок

В предыдущих работах [18, 50] нами были получены зависимости энергии от поля для четырех возможных состояний многослойной структуры с двумя ферромагнитными слоями:

$$E_{P^+} = -(M_b + M_t) H + E_{AF}, \quad (5.13)$$

$$E_{AP^+} = -(M_b - M_t) H - E_{AF}, \quad (5.14)$$

$$E_{AP^-} = (M_b - M_t) H - E_{AF}, \quad (5.15)$$

$$E_{P^-} = (M_b + M_t) H + E_{AF}, \quad (5.16)$$

в которых $M_b + M_t$ – магнитные моменты более толстого (нижнего) и более тонкого (верхнего) слоев соответственно; E_{AF} – энергия антиферромагнитного взаимодействия между этими слоями.

На рисунке 5.26, *a* показана диаграмма энергий магнитных состояний слойки в координатах энергия–поле. Зависимости энергии от поля для состояний P^+ , AP^+ , AP^- и P^- (1–4) показаны сплошными линиями. Условием перехода из одного состояния A в другое B является достижение энергией состояния A величины, большей, чем энергия состояния B в том же поле плюс величина барьера перехода из состояния A в состояние B . Например, переход из состояния AP^+ в состояние AP^- возможен в том поле, при котором энергия состояния AP^+ выше энергии состояния AP^- на величину барьера $U_{AP^+ \rightarrow AP^-}$ этого перехода. Поскольку при переходе $AP^+ \rightarrow AP^-$ перемagnичиваются сразу оба слоя, то барьер $U_{AP^+ \rightarrow AP^-}$ равен сумме барьеров перемagnичивания

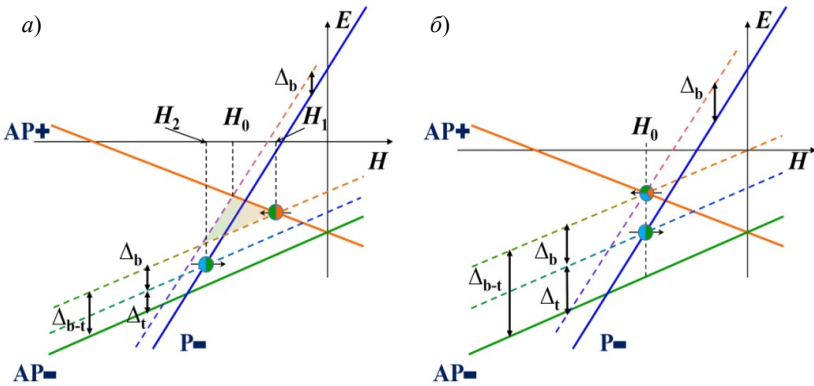


Рис. 5.26. Диаграммы (энергия состояний–поле):

a – left: барьеры перемagnичивания слоев Δ_b (bottom layer) и Δ_t (top layer) много меньше энергии междуслойного антиферромагнитного взаимодействия E_{AF} .

В этом случае поля всех переходов различные.

b – right: барьеры перемagnичивания слоев Δ_t и Δ_b удовлетворяют условию (5.18).

В этом случае поля прямого ($AP^+ \rightarrow AP^-$) и обратного ($P^- \rightarrow AP^-$)-переходов совпадают (пороговые точки переходов находятся друг под другом)

верхнего Δ_t и нижнего Δ_b слоев, т.е. $U_{AP^+ \rightarrow AP^-} = \Delta_t + \Delta_b$ и условием перехода $AP^+ \rightarrow AP^-$ является равенство $E_{AP^+} = E_{AP^-} + \Delta_t + \Delta_b$, или, с учетом (5.13 – 5.16),

$$-(M_b - M_t) H - E_{AF} = (M_b - M_t) H - E_{AF} + \Delta_t + \Delta_b. \quad (5.17)$$

На диаграмме (рис. 5.26, а) это равенство соответствует точке пересечения сплошной линии состояния AP^+ с пунктирной линией состояния AP^- , которая параллельна сплошной линии AP^- и приподнята относительно нее на величину энергии барьера $\Delta_t + \Delta_b$.

Равенство (5.17) может быть разрешено относительно поля H :

$$H_{AP^+ \rightarrow AP^-} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta_t + \Delta_b}{M_b - M_t}. \quad (5.18)$$

Эта величина поля соответствует пороговому полю перехода слойки из состояния AP^+ в состояние AP^- . Аналогичные выражения можно получить и для полей переходов $AP^+ \rightarrow P^-$ и $P^- \rightarrow AP^-$. Для перехода $AP^+ \rightarrow P^-$:

$$-(M_b - M_t) H - E_{AF} = (M_b + M_t) H + E_{AF} + \Delta_b, \quad (5.19)$$

$$H_{AP^+ \rightarrow P^-} = -\frac{2E_{AF} + \Delta_b}{2M_b}. \quad (5.20)$$

Для перехода $P^- \rightarrow AP^-$:

$$(M_b + M_t) H + E_{AF} = (M_b - M_t) H - E_{AF} + \Delta_t, \quad (5.21)$$

$$H_{P^- \rightarrow AP^-} = -\frac{2E_{AF} - \Delta_t}{2M_t}. \quad (5.22)$$

Интересным представляются случаи, когда два, или все три поля этих переходов будут одинаковы. При совпадении полей переходов $AP^+ \rightarrow AP^-$ и $AP^+ \rightarrow P^-$ в одном и том же поле будут образовываться два типа доменов (домены AP^- и домены P^-), и можно будет наблюдать динамику торможения доменов одного типа на доменах другого типа. При совпадении полей переходов $AP^+ \rightarrow AP^-$ и $P^- \rightarrow AP^-$ эти два перехода будут происходить последовательно, один за другим, в результате чего общий магнитный момент слойки будет вначале изменяться до своего крайнего наименьшего значения (в состоянии P^-), а затем возвращаться обратно, в состояние AP^- , которое в данном поле лежит ниже, чем P^- по энергии, но выше, чем P^- , по значению магнитного момента.

Наконец, при совпадении всех трех полей переходов $AP^+ \rightarrow AP^-$, $AP^+ \rightarrow P^-$ и $P^- \rightarrow AP^-$ будет возможен разветвленно-возвратный механизм перехода между состояниями AP^+ и AP^- , при котором домены состояния AP^- могут расти за счет перемагничивания сразу из двух других состояний (AP^+ и P^-), что создает условия для возникновения целой серии локальных переходов $AP^+ \rightarrow P^- \rightarrow AP^-$, происходящих в разных областях слойки и разделенных по времени. Поскольку два перехода в цепочке $AP^+ \rightarrow P^- \rightarrow AP^-$, т.е. переходы $AP^+ \rightarrow P^-$ и $P^- \rightarrow AP^-$ отвечают взаимно противоположным направлениям изменения намагниченности, то протекание такого процесса сразу в нескольких областях слойки, не зависящих друг от друга, может привести к возникновению осцилляций номинальной намагниченности всей слойки.

Условием совпадения полей переходов является равенство соответствующих полей в уравнениях (5.18), (5.20) и (5.21), т.е. переходы $AP^+ \rightarrow AP^-$ и $AP^+ \rightarrow P^-$ происходят в одном поле, когда

$$-\frac{1}{2} \frac{\Delta_t + \Delta_b}{M_b - M_t} = -\frac{2E_{AF} + \Delta_b}{2M_b}, \quad (5.23)$$

а переходы $AP^+ \rightarrow P^-$ и $P^- \rightarrow AP^-$, когда

$$-\frac{2E_{AF} + \Delta_b}{2M_b} = -\frac{2E_{AF} - \Delta_t}{2M_t}. \quad (5.24)$$

После преобразований (5.23) и (5.24) к выражениям для энергии Δ_t через энергии E_{AF} , Δ_b и отношение моментов M_t/M_b становится видно, что равенства (5.23) и (5.24) означают *одно и то же* условие

$$\Delta_t = 2E_{AF} \left(1 - \frac{M_t}{M_b} \right) - \Delta_b \frac{M_t}{M_b}. \quad (5.25)$$

Это означает, что процессы одновременного зарождения доменов P^- и AP^- из состояния AP^+ и возвратного перемагничивания из AP^+ в AP^- с заходом в P^- , энергетически не разделимы. Если выполнено условие для возникновения одного процесса (например, возвратного перемагничивания), то одновременно с ним происходит и другой (зарождение двух типов доменов). На рисунке 5.26, б показана диаграмма энергий состояний слойки для случая, когда выполнено условие (20). Точка С соответствует переходу с образованием двух типов доменов: в ней сплошная линия состояния AP^+ пересекает сразу два пунктира (т.е. всего в этой точке пересекаются три линии): пунк-

тир состояния P^- , приподнятый относительно соответствующей сплошной линии на величину Δ_b , и пунктир состояния AP^- , приподнятый относительно своей сплошной линии на величину $\Delta_b + \Delta_r$. Точка D соответствует возвратному переходу $P^- \rightarrow AP^-$ и находится в том же поле H_0 , что и точка C , но лежит ниже нее по энергии. Таким образом, в поле H_0 одновременно реализуется два перехода из начального состояния AP^+ в конечное состояние AP^- : прямой, непосредственно в AP^- , и возвратный, с заходом в P^- .

Условия переходов (5.18), (5.20) и (5.22) получены в предположении, что переходы между состояниями слойки либо не происходят вообще, либо происходят мгновенно, при достижении полем соответствующей величины критического поля перехода. Такое предположение справедливо при абсолютном нуле температур, и для случая идеально однородной пленки. Однако при $T > 0$, и при естественном наличии неоднородностей в пленке, i) поле каждого из этих переходов будет размыто на величину, пропорциональную энергии термических флуктуаций, ii) уравнения (13), (15) и (17) будут определять положения средин распределений полей переходов, iii) сами переходы будут протекать не мгновенно, а с конечной скоростью, определяемой скоростью движения доменной стенки. Поскольку переходы $AP^+ \rightarrow P^-$ и $P^- \rightarrow AP^-$ являются противоположными по знаку изменения магнитного момента, любая слабая вариация поля H вблизи поля H_0 будет ускорять один из этих переходов и тормозить другой. В результате соотношением скоростей прямого и обратного переходов можно управлять, варьируя поле H , вблизи поля H_0 . На рисунке 5.27 приведены три случая возможных кривых релаксации, возникающих при различных соотношениях скоростей v_1 , v_2 и v_3 переходов $AP^+ \rightarrow AP^-$, $AP^+ \rightarrow P^-$ и $P^- \rightarrow AP^-$ соответственно. Зависимости скоростей распространения доменной стенки для указанных переходов, измеренные экспериментально, показаны на рис. 5.28.

Экспериментально обнаружены два типа немонотонной магнитной релаксации спинового вентиля при резком переключении внешнего магнитного поля. Полученные данные надежно воспроизводятся СКВИД-магнетометром и магнитооптическим микроскопом Керра (МОКЕ). Предложено две модели для описания немонотонной релаксации. Модель макроспина (не учитывающая существование неоднородной намагниченности пленок). В рамках этой модели, пригодной для описания магнитной релаксации нанометровых ячеек магнитной памяти, описан однократный переход системы через промежуточное энергетически невыгодное состояние. Другая модель описывает

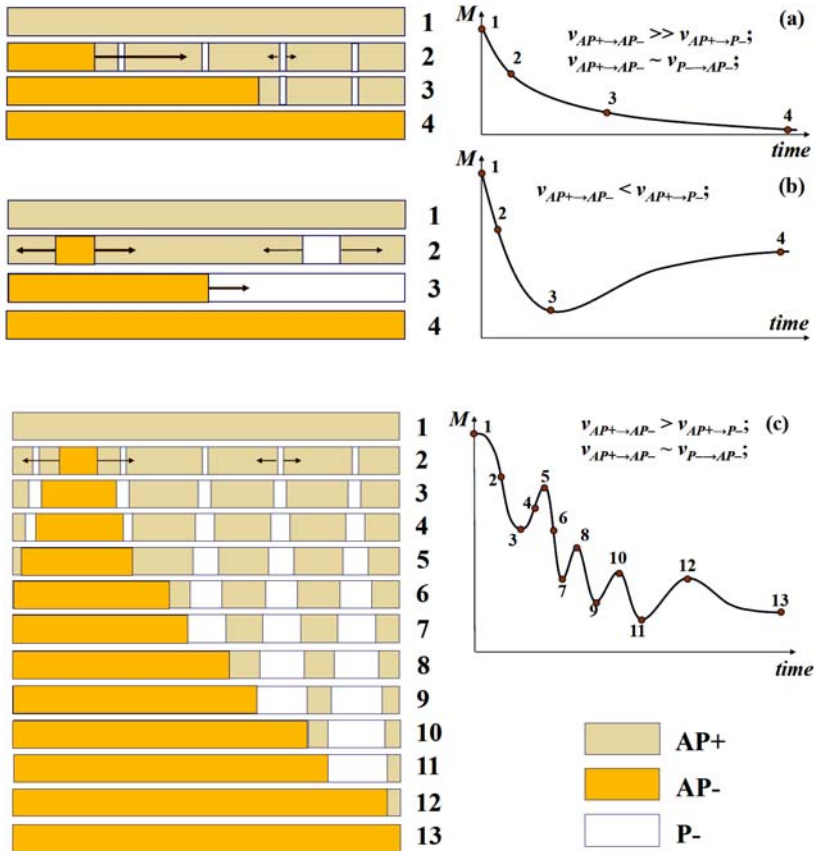


Рис. 5.27. Схематическое изображение кривых релаксации и соответствующих им механизмов распространения доменов для трех случаев соотношения их скоростей

осцилляционный характер магнитной релаксации, основанная на расчете вероятности встреч зародышей намагниченности разных знаков в соседних ферромагнитных слоях спинового вентиля. В простейшем варианте «осцилляционная» модель отвечает динамической системе Лотка–Вольterra. Закономерности, о которых сообщается в работе, являются универсальными для любых синтетических ферромагнетиков и синтетических антиферромагнетиков, обладающих перпендикулярной магнитной анизотропией.

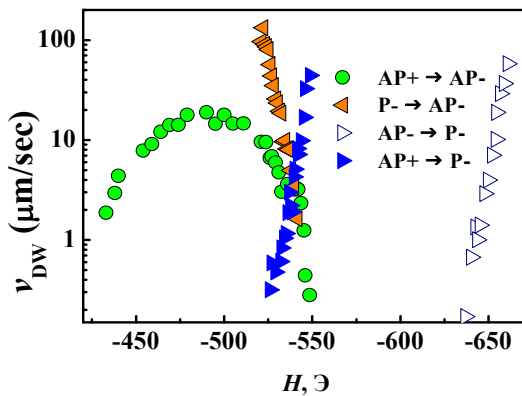


Рис. 5.28. Сравнение скорости роста зародыша в зависимости от поля для переходов $AP^+ \rightarrow AP^-$, $P^- \rightarrow AP^-$ и $AP^- \rightarrow P^-$, а также для доменов, образующих подобие сетки для перехода $AP^+ \rightarrow P^-$

6. МИКРОВОЛНОВОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ И БЕСПРОВОДНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕМ СПИНОВОГО ВЕНТИЛЯ

Магнитные многослойные гетероструктуры на основе CoFeB обладают рекордно высокими значениями гигантского магнетосопротивления до 600%, обеспечивая инженерию разнообразных спиновых логических устройств. Несмотря на то, что структуры на основе CoFeB изучаются уже давно, интерес к исследованию таких структур только усиливается. Это обусловлено хорошей воспроизводимостью электрических и магнитных свойств гетероструктур при заданных параметрах их роста, которые легко варьировать в целях изменения технических характеристик. Так, например, знак обменного взаимодействия между слоями может быть как положительным, так и отрицательным, в зависимости от толщины немагнитной прослойки. Варьирование толщины магнитных слоев CoFeB позволяет задавать желаемую величину намагниченности насыщения и значения констант анизотропии.

Одной из основных характеристик получаемых структур является величина относительного изменения сопротивления при переориентации векторов намагниченности ферромагнитных слоев. Широко распространенное измерение сопротивления контактным методом является довольно трудоемкой процедурой, и, как правило, требует напыления потенциальных и токовых контактов. Это усложняет технологию датчиков на основе ГМС, препятствует реализации устройств удаленного доступа, требует виртуозной микросистемной инженерии. Как будет показано в нашей работе, о сопротивлении многослойной структуры и ориентации намагниченностей ее ферромагнитных слоев можно судить с помощью микроволнового поглощения, измеряемого в нашей работе в резонаторе спектрометра электронного парамагнитного резонанса. Отклик микроволнового магнетосопротивления структуры на перемагничивание слоев оказывается более сильным, чем соответствующий отклик намагниченности. Поэтому при использовании открытого микроволнового контура, эти результаты дают возможность для дистанционного определения магнитного и логического состояния сенсора ГМС, что важно для их биологических применений, широко развиваемых в настоящее время и требующих бесконтактного мониторинга состояний сенсора.

Микроволновое магнетосопротивление было исследовано с помощью ЭПР-спектрометра X-диапазона Bruker ESP 300. Направления

электрической и магнитной компонент микроволнового поля относительно направления постоянного поля H спектрометра схематически показаны на рис. 6.1.

В зависимости от соотношения сопротивлений образца и нагрузки, а также от величины магнитного поля, имеется три режима, для которых производная микроволновой мощности dP/dH , измеряемая ЭПР-спектрометром, может быть пропорциональна:

- 1) первой производной магнитной АС восприимчивости $d\chi_{AC}/dH$,
- 2) первой производной сопротивления образца $d\rho/dH$,
- 3) первой производной проводимости образца $d\sigma/dH$.

Первый случай возникает в слабопроводящих или диэлектрических образцах, где вклад в сигнал дают спины, а роль вихревых токов магнитосопротивления мала. Этот случай не реализуется в наших экспериментах с металлическими пленками. Второй и третий случаи реализуются в проводящих средах (металлах и полупроводниках) в результате изменения добротности резонатора, возникающего вследствие изменения сопротивления образца в магнитном поле. Было показано, что для образцов с низким сопротивлением ρ (значительно меньшим сопротивления микроволнового тракта спектрометра 190 Ом), поглощаемая мощность P линейно зависит от сопротивления образца и является функцией ДС магнитного поля H : $P \sim \rho(H)$. Таким образом, в наших экспериментах производная поглощаемой мощности, измеряемая при наличии модуляции, была прямо пропорциональна производной от сопротивления образца $dP/dH \sim d(\rho(H))/dH$.

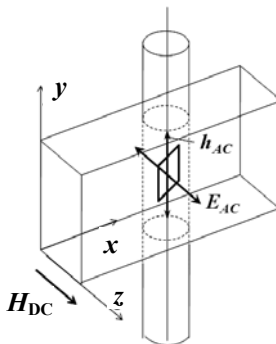


Рис. 6.1. Схема расположения образца в резонаторе H_{102} при измерениях поглощения микроволнового поля. Магнитная компонента микроволнового поля осциллирует в плоскости xy , электрическая – вдоль оси z

Нерезонансное поглощение микроволнового поля было исследовано при $T = 300$ К в диапазоне DC полей от -1000 до $+1000$ Э, в прямой (слева направо) и обратной (справа налево) развертках магнитного поля (рис. 6.2, а, в). Зависимости первой производной поглощения микроволнового поля от величины DC поля спектрометра для прямой и обратной разверток магнитного поля были существенно нелинейные как для монослоя, так и для бислоя (рис. 6.2, а, в). На фоне общего тренда возрастания dP/dH с уменьшением магнитного поля (развертка справа налево) зависимость dP/dH для монослоя содержит перегибы в положительном и отрицательном полях, близких по величине к полю насыщения намагнитченности монослоя (рис. 6.2, б). Зависимость $dP/dH(H)$ для бислоя (рис. 6.2, в) содержит три резких скачка в магнитных полях $+200$ Э, -25 Э и -230 Э, близких к полям переходов между магнитными состояниями гетероструктуры (петля гистерезиса на рис. 6.2, г). Амплитуды этих скачков dP/dH в полях $+200$ и -230 Э, соответствующих полям переходов с перемагничиванием одного ферромагнитного слоя, были примерно вдвое меньше амплитуды скачка dP/dH в поле -25 Э, соответствующего переходу с одновременным перемагничиванием обоих ферромагнитных слоев [8 – 10].

Можно также заметить, что наклон зависимости $dP/dH(H)$ между переходами в 200 Э и в -25 Э, а также между переходами в -25 Э и в -230 Э (в этих двух интервалах полей намагнитченности слоев направлены противоположно друг другу), примерно в два раза больше наклона $dP/dH(H)$ в остальном диапазоне полей ($H > 200$ Э и $H < -230$ Э), на котором намагнитченности обоих слоев сонаправлены. Зависимость $dP/dH(H)$ для развертки магнитного поля слева направо имела такой же тренд, как и зависимость «справа налево», и содержала три перехода в полях -200 Э, $+25$ Э и $+230$ Э. Вместе две зависимости $dP/dH(H)$ для прямой и обратной разверток магнитного поля образуют составную петлю гистерезиса (рис. 6.2, в), которая, аналогично петле гистерезиса магнитного момента (рис. 6.2, г), содержит одну центральную петлю с центром в нулевом поле и коэрцитивной силой ~ 25 Э, и две боковых петли с центрами в полях ± 215 Э и коэрцитивными силами ~ 15 Э. Таким образом, в экспериментах были получены зависимости производной отрицательного магнитосопротивления от магнитного поля, которые претерпевают скачки в критических полях опрокидывания намагнитченности слоев, а также отображают магнитный гистерезис слоев. Образец, будучи частью микроволнового контура спектрометра, изменял электрическое сопротивление при изменении магнитного поля спектрометра, чем влиял на добротность резонатора и записываемый сигнал первой производной микроволнового сопротивления образца.

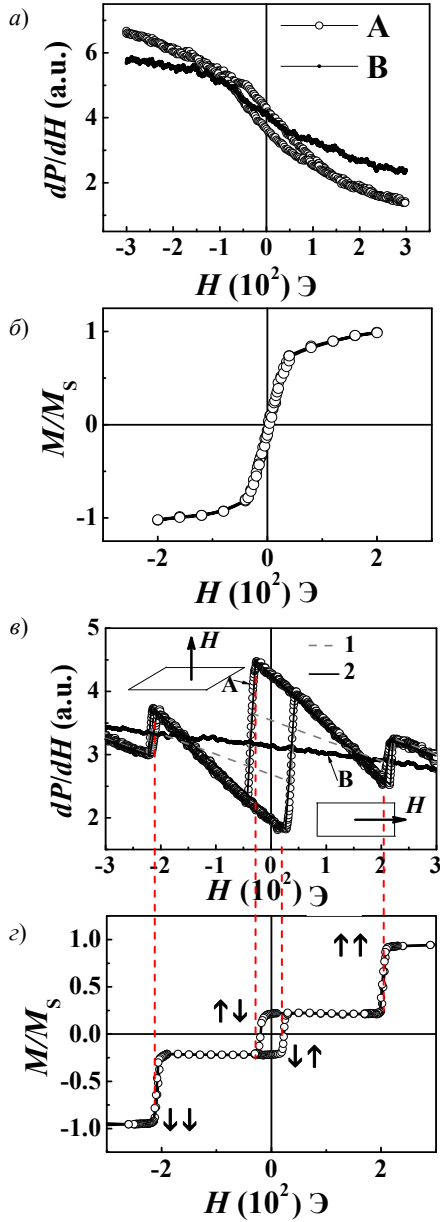


Рис. 6.2. Исследование нерезонансного поглощения микроволнового поля

На рисунке 6.2 показаны зависимости первой производной поглощения микроволнового поля $dP/dH(H)$ для монослоя (а) и бислоя (б) от величины постоянного поля H спектрометра для прямой и обратной разверток магнитного поля при температуре $T = 300$ К в двух различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости образца: А – 0° , В – 90° . Пунктирной линией 1 (б) показана модельная петля гистерезиса $dP/dH(H)$ без учета вклада ГМС. Сплошной линией 2 – модельная петля гистерезиса $dP/dH(H)$ с учетом ГМС. (б, з) – петли магнитного гистерезиса для монослоя (б) и бислоя (г) при температуре $T = 300$ К. Пунктирными линиями (б, з) показано соответствие между критическими магнитными полями переходов на петле гистерезиса магнитного момента и перепадов на зависимости $dP/dH(H)$.

Одним из наиболее известных механизмов изменения сопротивления проводящей среды в магнитном поле является положительное магнитосопротивление Лоренца, обусловленное сокращением траекторий движения электронов в магнитном поле. Этот случай не реализуется в наших экспериментах, потому что при этом должна была бы наблюдаться возрастающая зависимость $dP/dH(H)$. Из рисунка 6.2 следует, что в наших экспериментах эта зависимость убывающая и притом линейная. Этот случай отвечает отрицательному магнитосопротивлению, причем зависящему от поля квадратично $\rho(H) \sim -H^2$. Можно предположить несколько разных механизмов магнитосопротивления, приводящих к такой зависимости. Известен механизм отрицательного магнитосопротивления $\rho(H) \sim -H^2$, который учитывает сложение амплитуд вероятностей электронов по траекториям и изменение доли замкнутых орбит в магнитном поле, что свойственно для систем низкой размерности. В литературе обсуждаются разнообразные варианты полевой зависимости отрицательного магнитосопротивления, обусловленного рассеянием носителей заряда на магнитных центрах (атомах примеси, ферромагнитных кластерах и т.п.). В рамках последнего механизма также встречаются зависимости $\rho(H) \sim -H^2$. Наконец, анизотропное магнитосопротивление зачастую также характеризуется квадратичной зависимостью от магнитного поля. Не вдаваясь в подробности выбора между разными возможными механизмами магнитосопротивления (мы склоняемся к первому из перечисленных вариантов), сначала предложим объяснение полученного нами гистерезиса $dP/dH(H)$.

Рассмотрим сначала отдельный ферромагнитный слой (монослой) в магнитном поле. Индукция магнитного поля внутри каждого слоя $B_{01} = H + 4\pi M$ определяется суммой напряженности внешнего магнит-

ного поля H и намагниченности слоя $4\pi M$. При увеличении внешнего магнитного поля, направленного против намагниченности слоя, происходит опрокидывание магнитного момента, которое вызывает изменение индукции магнитного поля в слое $B_{02} = H - 4\pi M$. Магнитосопротивление определяется магнитным полем в слое и может быть записано в виде $\rho(B) \sim -B^2$. Поэтому изменение B при перемагничивании слоя приводит к скачку сопротивления $\Delta\rho(B) \sim MH$. Производная сопротивления также претерпевает при этом скачок $\Delta(d\rho(B)/dB) \sim M$. Экспериментальным доказательством этого факта для монослоя является рис. 6.2, *a*, на котором наблюдается гистерезис величины dP/dH , который означает, что микроволновое сопротивление изменяется не только вследствие вариаций внешнего поля, но и вследствие изменения намагниченности образца [55].

Перейдем теперь к рассмотрению двойного ферромагнитного слоя (бислоя). По аналогии с монослоем, сопротивление каждого слоя по отдельности пропорционально квадрату индукции магнитного поля внутри слоя $\rho_1(B) \sim -B_1^2$, $\rho_2(B) \sim -B_2^2$. Здесь и далее индекс «1» соответствует нижнему слою, индекс «2» – верхнему слою. Влиянием полей рассеяния, индуцируемых одним слоем в области другого слоя, можно пренебречь, так как данный эффект имеет место только на краях пластин и для тонких слоев (отношение толщины к латеральным размерам в нашем случае $\sim 10^{-6}$) пренебрежимо мал. В зависимости от взаимной ориентации намагниченностей двух слоев (имеется всего 4 возможности) возможны 4 случая поведения величины dP/dH :

$$(dP/dH)_{\uparrow\uparrow} \sim -2H + 4\pi(M_1 + M_2); \quad (6.1)$$

$$(dP/dH)_{\uparrow\downarrow} \sim -2H + 4\pi(M_1 - M_2); \quad (6.2)$$

$$(dP/dH)_{\downarrow\uparrow} \sim -2H - 4\pi(M_1 - M_2); \quad (6.3)$$

$$(dP/dH)_{\downarrow\downarrow} \sim -2H - 4\pi(M_1 + M_2). \quad (6.4)$$

Направления стрелок в индексах (dP/dH) соответствуют ориентациям намагниченностей слоев бислоя относительно положительного направления магнитного поля H . Левая стрелка соответствует намагниченности нижнего слоя, правая стрелка – намагниченности верхнего слоя. Изменения величины dP/dH на переходах между состояниями бислоя определяются следующими соотношениями:

$$\Delta(dP/dH)_{\uparrow\uparrow \leftrightarrow \uparrow\downarrow} = \Delta(dP/dH)_{\downarrow\uparrow \leftrightarrow \downarrow\downarrow} \sim 4\pi M_2, \quad (6.5)$$

$$\Delta(dP/dH)_{\uparrow\downarrow \leftrightarrow \downarrow\uparrow} \sim 4\pi(M_1 + M_2). \quad (6.6)$$

Согласно данным соотношениям, максимальный перепад производной поглощения микроволнового поля должен достигаться при одновременном перемагничивании обоих слоев (см. расчетную зависимость $dP/dH(H)$, кривая 1). Что и наблюдается в эксперименте. Таким образом, наличие центральных и боковых петель гистерезиса на зависимостях $dP/dH(H)$ и соотношение амплитуд этих петель объясняется скачкообразным изменением величины отрицательного магнетосопротивления бислоя при переходах между его магнитными состояниями.

В то же время наклон dP/dH в состояниях $\uparrow\downarrow$ и $\downarrow\uparrow$ с антипараллельной ориентацией намагниченностей слоев отличается от наклона dP/dH в состояниях $\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$, в которых намагниченности слоев сонаправлены. Это означает, что наряду с отрицательным МС, в исследуемых бислоях проявляется также положительный эффект ГМС, связанный с наличием спин-зависимого рассеяния носителей заряда в бислое. С учетом эффекта ГМС выражения (6.1) могут быть переписаны в виде:

$$(dP/dH)_{\uparrow\uparrow} \sim -2H + 4\pi(M_1 + M_2); \quad (6.7)$$

$$(dP/dH)_{\uparrow\downarrow} \sim \alpha(-2H + 4\pi(M_1 - M_2)); \quad (6.8)$$

$$(dP/dH)_{\downarrow\uparrow} \sim \alpha(-2H - 4\pi(M_1 - M_2)); \quad (6.9)$$

$$(dP/dH)_{\downarrow\downarrow} \sim -2H - 4\pi(M_1 + M_2), \quad (6.10)$$

где α – коэффициент ГМС.

В нашем случае, $(dP/dH)_{\uparrow\downarrow} \sim 2(dP/dH)_{\uparrow\uparrow}$ (см. расчетную зависимость $dP/dH(H)$, кривая 2), т.е. величина положительного гигантского магнетосопротивления бислоя составляет $\sim 100\%$.

Таким образом, анализ зависимостей первой производной поглощения микроволнового поля dP/dH от постоянного поля H позволяет разделить вклады отрицательного магнетосопротивления отдельных слоев и положительного гигантского магнетосопротивления бислоя в целом. Амплитуда перепадов на зависимости $dP/dH(H)$ при перемагничивании слоев и наклон $dP/dH(H)_{\uparrow\uparrow}$ в состоянии с параллельной взаимной ориентацией намагниченностей слоев определяются величиной их отрицательного магнетосопротивления, а соотношение наклонов $(dP/dH)_{\uparrow\downarrow}$ и $(dP/dH)_{\uparrow\uparrow}$, при двух различных взаимных ориентациях намагниченностей слоев – величиной положительного ГМС.

Таким образом, обнаружено, что изменение намагниченности ферромагнитных слоев гетероструктуры $MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO/Ta$ с гигантским магнетосопротивлением приводит к соответствующему

отклику добротности резонатора и микроволнового сопротивления образца, являющегося частью цепи микроволнового контура спектрометра ЭПР [56]. Это позволяет с высокой точностью записывать петли магнитного гистерезиса образцов в спектрометре ЭПР и наблюдать скачкообразные изменения добротности контура при опрокидывании намагниченности слоев в нарастающем (убывающем) магнитном поле спектрометра. На основе полученных результатов предложена альтернативная методика определения критических полей переключения магнитных состояний спиновых вентилях по изменению величины микроволнового поглощения в контуре, частью которого является образец. Полученные результаты открывают новые возможности для бесконтактного определения как сопротивления спиновых вентилях, так и их магнитного и соответствующего логического состояния.

7. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В СПИНОВЫХ ВЕНТИЛЯХ

Инженерия спиновых логических вентилях на основе туннельного гигантского магнитосопротивления успешно завоевывает свою нишу в индустрии элементов магнитной памяти, считывающих и записывающих устройств, биосенсоров [44 – 47]. Главным элементом таких устройств является гетероструктура с несколькими ферромагнитными слоями, разделенными немагнитными прослойками. Имеется большое количество модификаций таких гетероструктур, однако до настоящего времени инженерные, технологические и фундаментальные аспекты их функционирования не ясны до конца. Среди «белых пятен» в этой популярной тематике можно указать отсутствие систематической информации о роли доменных стенок и фазы обратной намагниченности при перемагничивании ферромагнитных слоев, нестабильность и сложность поведения намагниченности на рабочих частотах (более 10 GHz), неадекватность теории макроспина при описании релаксационных процессов в вентилях и многие другие. Даже самые простые гетероструктуры, состоящие из пары ферромагнитных слоев CoFeB, хотя и снизили популярность среди исследователей, продолжают привлекать внимание многообразием физических эффектов и новых идей их использования в спинтронике [5, 8 – 10, 15, 16, 38, 55, 56].

Данная глава посвящена исследованию и сравнению ферромагнитного резонанса, возбуждаемого в отдельном слое CoFeB, а также в двуслойной системе CoFeB/Ta/CoFeB в условиях существования перпендикулярной магнитной анизотропии ферромагнитных слоев. Перпендикулярная анизотропия в таких системах, как известно, обеспечивается гибридизацией 3d-орбиталей переходных металлов (Co, Fe) с O_{2p} -орбиталями оксида MgO, что обеспечивает перпендикулярную магнитную анизотропию на границе CoFeB/MgO [57]. При толщинах слоев CoFeB менее 2 нм, вклад перпендикулярной анизотропии начинает доминировать, и ось легкого намагничивания пленок оказывается направленной перпендикулярно плоскости слоев. Монокристаллические образцы, приготовленные нами, обладают ГМС в среднем до 100% [34, 58, 59] и могут рассматриваться в качестве готовых спиновых вентилях. Ферромагнитный резонанс, возбуждаемый в тонких пленках с кубической структурой, сам по себе хорошо известен и не представляет самостоятельного интереса. Однако сравнение ФМР в тонкой пленке и в двуслойной системе показывает существенные отличия и является предметом обсуждения в нашей статье.

Так же важным параметром гетероструктур спинтроники является коэффициент затухания прецессии намагниченности α , который является феноменологическим параметром в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта [60, 61]. Именно этот параметр определяет пригодность или непригодность созданных гетероструктур для их практического использования на сверхвысоких частотах. В инженерной практике принято, что верхний предел значений α , приемлемый для использования, составляет 0,027. Причиной этого ограничения является тот факт, что перемагничивание вентиля в реальных устройствах создают с помощью спин-поляризованного тока прямо пропорционального величине α . При значительной величине α нужен значительный спин-поляризованный ток, чтобы «опрокинуть» намагниченность слоя и переключить спиновый вентиль. Это делает неприемлемыми структуры с большим значением α . Поэтому еще одной целью нашей работы было установление того, как меняется коэффициент затухания при переходе от однослойной к двуслойной системе.

Многослойные структуры MgO (2,5 нм)/CoFeB (1,1 нм)/Ta (0,75 нм)/CoFeB (0,8 нм)/MgO (2,5 нм)/Ta (5 нм) (образец I) и MgO (2,5 нм)/CoFeB (1,1 нм)/MgO (2,5 нм)/Ta (5 нм) (образец II) были выращены на подложках нелегированного GaAs (001) методом магнетронного распыления. Подробно методика роста описана в работах [63, 64]. Отметим, что толщина пленки CoFeB в монослойном образце точно совпала с толщиной одной из пленок бислойного образца 1,1 нм. Такой подбор образцов был необходим для корректного сравнения магнитного резонанса в этих структурах, чтобы в случае обнаружения различий, они не объяснялись бы тривиальным эффектом различия толщин пленок.

Анизотропные спектры ФМР для монослоя и бислоя, измеренные при температуре 296 К в четырех ориентациях магнитного поля относительно нормали к плоскости образца: $\theta = 0, 45, 60$ и 90° , представлены на рис. 7.1, *а*, *б*. В спектрах наблюдалась интенсивная несимметричная линия *a*, положение которой зависит от угла θ , соответствует сигналу от образца (рис. 7.1, *б*). Изотропная линия слабой интенсивности *b* с центром на 2700 Э соответствует сигналу контрольного образца. Далее обсуждается только линия *a*.

Аппроксимации с помощью общих функций, представленные на рис. 7.2, *а* (две линии Лоренца или Гаусса, Ландау–Лифшица–Гильберт, Блох–Блумберген и т.д.), оказались неудачными. Асимметричные длинные крылья зависимости $P(H)$ не удовлетворяют стандартным функциям ФМР.

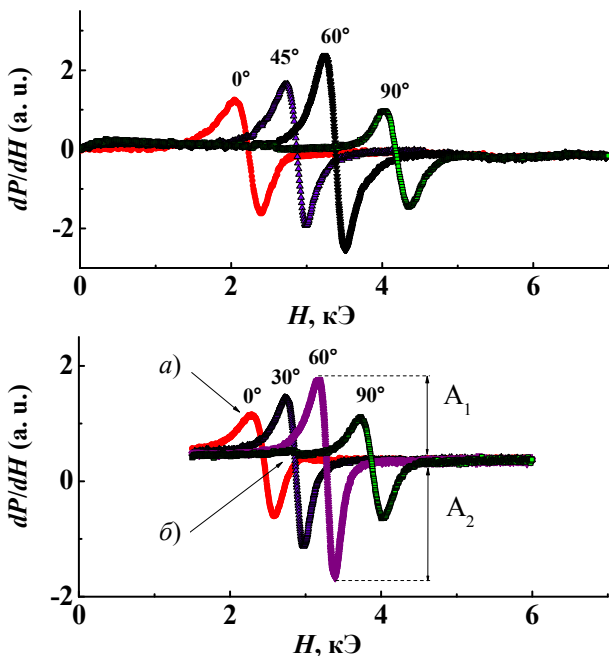


Рис. 7.1. Спектры ФМР монослойного (а) и бислойного (б) образцов для четырех ориентаций θ магнитного поля H относительно нормали к плоскости образца:

$\theta = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ$, $\theta = 60^\circ$ и $\theta = 90^\circ$. Пик при 2850 Э соответствует сигналу контрольного образца и не зависит от угла θ

Зависимость резонансного поля линии H_{RES} от угла как для монослоя, так и для бислоя, имела классический вид и на интервале углов от -0° до $+360^\circ$, содержала два максимума (при $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 270^\circ$) и два минимума (при $\theta = 0^\circ$ и $\theta = +180^\circ$). При этом для монослоя разность резонансных полей при $\theta = 0^\circ$ и при $\theta = 90^\circ$ больше, чем разность резонансных полей для бислоя. Это означает, что энергия перпендикулярной анизотропии выше для монослойного образца. Причиной такого различия энергий анизотропии монослоя и бислоя может служить то, что перпендикулярная анизотропия – это поверхностная анизотропия. Она возникает вследствие гибридизации орбиталей Co и O_{2p} на интерфейсе CoFeV и MgO. Вклад ее будет тем более существенным, чем тоньше слой и чем больше площадь интерфейса между CoFeV и MgO на единицу объема слоя. В бислойном образце слои CoFeV граничат с разделяющим слоем Ta, с одной стороны, и с MgO – с другой.

В монослойном образце MgO находится по обеим сторонам слоя CoFeB, в результате чего площадь интерфейса CoFeB/MgO для монослоя оказывается выше.

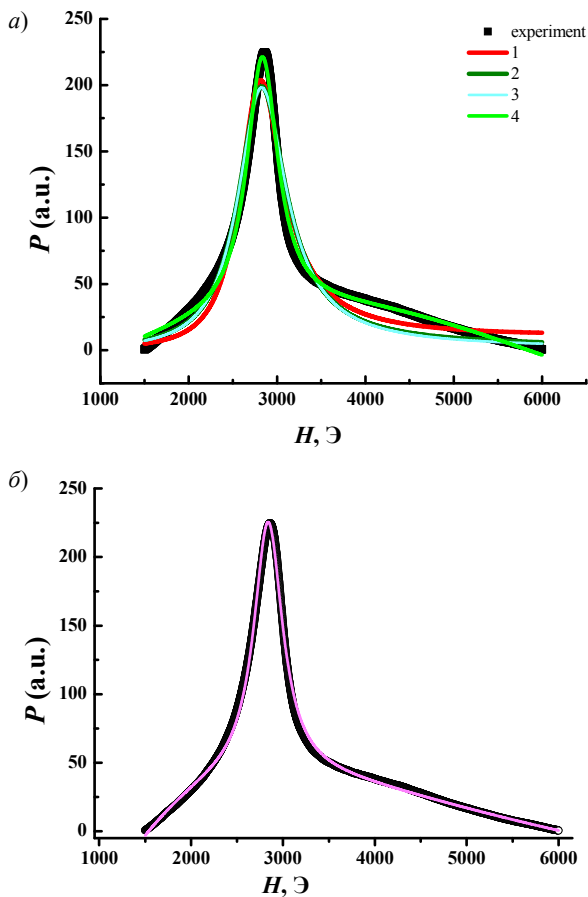


Рис. 7.2. Спектр поглощения ФМР при ориентации магнитного поля H относительно нормали к плоскости образца $\theta = 60^\circ$ и его (а) аппроксимация с помощью различных функций: красная линия (1) – сумма двух функций Лоренца; зеленая линия (2) – сумма двух функций Гаусса; голубая линия (3) – функция Ландау–Лифшица–Гильберта; салатная линия (4) – функция Блоха–Блумбергена. (б) аппроксимация ФМР с помощью суммы функции Лоренца и инвертированной функции Лоренца

Константы анизотропии могут быть найдены с помощью стандартных аппроксимаций зависимости резонансного поля от полярного угла для магнитокристаллической анизотропии [62, 63]. Зависимость резонансного поля ферромагнитной пленки кубической симметрии от полярного Θ и азимутального φ углов с учетом констант кристаллической анизотропии второго $K_{2\perp}$, $K_{2\parallel}$ и четвертого K_4 порядков следует из магнитной части свободной энергии, которая запишется в виде [64]

$$E = -\vec{H}\vec{M} - (K_{2\perp} - 2\pi M^2)\cos^2\theta + K_{2\parallel}\sin^2\theta\cos^2(\varphi - \varphi_{2\parallel}) + E_4(K_4, \theta, \varphi), \quad (7.1)$$

где M – намагниченность насыщения, а энергия четвертого порядка анизотропии равна [62, 63]

$$E_4 = -\frac{1}{2}K_4\left[\cos^4\theta + \frac{1}{4}(3 + \cos 4\varphi)\sin^4\theta\right]. \quad (7.2)$$

Резонансная угловая частота ω запишется в виде

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2}\left[E_{\theta\theta}\left(\frac{E_{\varphi\varphi}}{\sin^2\theta} + \frac{\cos\theta}{\sin\theta}E_{\theta\varphi}\right) - \left(\frac{E_{\theta\varphi}}{\sin\theta} - \frac{\cos\theta}{\sin\theta}\frac{E_{\varphi\varphi}}{\sin\theta}\right)^2\right], \quad (7.3)$$

где $E_{\varphi\varphi}$, $E_{\theta\varphi}$, $E_{\theta\theta}$ и E_{φ} – производные от энергии (1) по соответствующим углам [64].

В результате дифференцирования соотношений (1) и (2) и подстановки в (3) получим условие для резонансного поля H_{RES} :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 &= (H_{\text{RES}}\cos(\theta - \theta_{\text{H}}) - 4\pi M_{\text{eff}}\cos^2\theta) \times \\ &\times (H_{\text{RES}}\cos(\theta - \theta_{\text{H}}) - 4\pi M_{\text{eff}}\cos(2\theta) + H_{2\parallel}), \end{aligned} \quad (7.4)$$

где $4\pi M_{\text{eff}} = -2(K_{\text{b}} + K_{\text{S}})/M_{\text{S}} + 4\pi M_{\text{S}}$ – эффективное поле; M_{S} – намагниченность насыщения; $\omega_0 = 2\pi(9,505 \text{ ГГц})$ – резонансная частота спектрометра; θ_{M} – угол между нормалью к поверхности образца и вектором намагниченности; θ – угол между нормалью к поверхности образца и направлением магнитного поля; $K_{\text{b}} + K_{\text{S}}$ – константа объемной и поверхностной анизотропии.

Уравнение учитывает анизотропию формы пленки.

Вклад анизотропии в плоскости образца (in-plane) пренебрежимо мал по сравнению с анизотропией относительно полярного угла (out-of-plane). Направление оси анизотропии определяется знаком эффективного поля H_{eff} . Если $(-2K_{2\perp}/M_{\text{S}}) + 4\pi M_{\text{S}} > 0$, ось легкого намагничивания

лежит в плоскости пленки. Если же $(-2K_{2\perp}/M_S) + 4\pi M_S < 0$, тогда ось легкого намагничивания перпендикулярна плоскости пленки. В нашем случае $H_{\text{eff}} < 0$ как для монослоя, так и для бислоя.

Результаты аппроксимации угловых зависимостей резонансного поля показаны на рис. 7.2, *a* сплошными линиями. Из аппроксимации были получены следующие параметры. Для монослоя $M_S = 775$ Г, $g = 1,95$, $K_{2\perp} = 4,2 \cdot 10^6$ эрг/см³, $K_S = K_{2\perp} \cdot V/S = 0,42$ эрг/см², (V и S – объем и площадь поверхности монослоя, соответственно), $4\pi M_{\text{eff}} = 1230$ Г. Для бислоя $4\pi M_{\text{eff}} = 890$ Г, $g = 2,025$. В спиновом вентиле в более тонком слое CoFeV толщиной 0,8 нм были получены следующие параметры: $M_S = 657$ Г, $K_{2\perp} = 3,0 \cdot 10^6$ эрг/см³, $K_{S2} = 0,3$ эрг/см². В более толстом слое вентиле толщиной 1,1 нм эти параметры принимали следующие значения: $M_S = 768$ Г, $K_{2\perp} = 4,05 \cdot 10^6$ эрг/см³, $K_{S2} = 0,4$ эрг/см². Отметим, что несмотря на одинаковую толщину слоев 1,1 нм в однослойном и бислойном образцах, параметры магнитной анизотропии в них различались. Монослой проявлял большую склонность к перпендикулярной анизотропии.

Ширина линии, как правило, определяется суммой вкладов трех компонент: уширения ΔH_G вследствие конечного времени затухания спиновой прецессии (определяется параметром Гильберта G), уширения $\Delta H_{2\text{mag}}$ вследствие двухмагнного рассеяния и неоднородного уширения линии ΔH_{inh} . В тонких кристаллических пленках высокой однородности с высокими значениями намагниченности влиянием неоднородного уширения ΔH_{inh} можно пренебречь, в то время как величины ΔH_G и $\Delta H_{2\text{mag}}$ сопоставимы. В соответствии с работой [60, 61], $\Delta H_G = 2\alpha(\omega/\gamma)$. Таким образом, ширина резонансной линии может быть записана в виде $\Delta H = \Delta H_G + \Delta H_{2\text{mag}} \sim 2 \Delta H_G = 4\alpha(\omega/\gamma)$, откуда параметр Гильберта может быть оценен как $\alpha = (1/4)\Delta H/(\omega/\gamma)$. В нашем случае $\omega/\gamma = 3358$ Э, $\Delta H \sim 200 \dots 300$ Э, откуда $\alpha \sim 0,015$ для монослоя и $\alpha \sim 0,022$ для бислоя. Полученные значения параметра Гильберта лежат внутри диапазона 0,004 – 0,027, допустимого для эпитаксиальных структур CoFeV с ГМС, применяемых в спинтронике.

Обсудим теперь форму линий ФМР. Асимметрия линий ФМР также часто бывает связана с потерями, возникающими в скин-слое в результате диссипации электрической компоненты микроволнового поля, проходящего через образец (линия Дайсона). Схема, показывающая направление электрической и магнитной компоненты микроволнового поля, представлена на рис. 6.1. Вдоль оси x в резонаторе укладываются две полуволны h_{AC} . Образец находится в пучности колебаний микроволнового поля h_{AC} , поэтому в области нахождения образца магнитная компонента микроволнового поля осциллирует вдоль оси y .

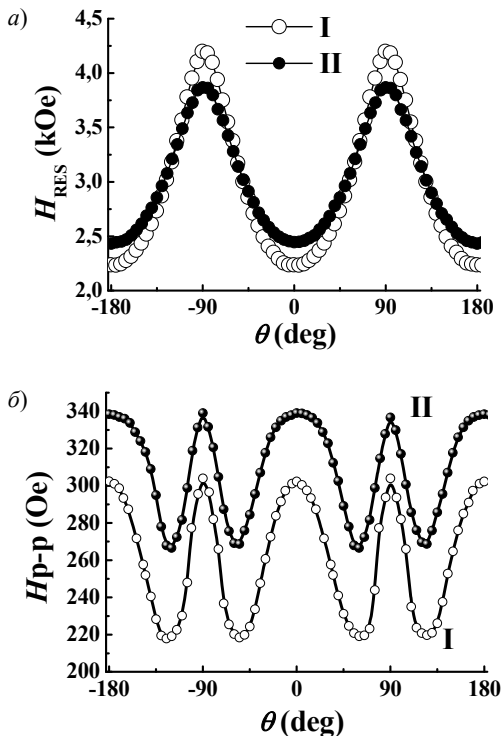


Рис. 7.3. Угловые зависимости резонансного поля H_{RES} (a) и ширины линии H_{p-p} (б) для монослоя (I) и бислоя (II)

Электрическая компонента микроволнового поля осциллирует вдоль оси z (вдоль направления постоянного магнитного поля спектрометра). Наибольшая величина диссипации электрической компоненты микроволнового поля достигается при $\theta = 90^\circ$, когда вектор электрической компоненты направлен вдоль плоскости образца. При $\theta = 0^\circ$ колебания электрической компоненты происходят в направлении, перпендикулярном плоскости образца, и потери энергии микроволнового поля минимальны. Таким образом, если бы асимметрия линий ФМР была обусловлена только наличием диэлектрических потерь, то при заданной величине угла θ отношение амплитуд левого A_1 и правого A_2 крыльев линии должно быть одинаковым как для монослоя, так и для бислоя, а наиболее сильное различие амплитуд A_1 и A_2 должно было бы достигаться при $\theta = 90^\circ$. Однако, как видно из рис. 7.3, в нашем случае это не так. Для монослойного образца линия симмет-

рична на всем диапазоне углов θ от 0° до 90° , в то время как для бислойная линия ФМР асимметрична и наибольшее различие амплитуд A_1 и A_2 достигается при $\theta = 60^\circ$. Это означает, что асимметричность линий ФМР для бислоя в нашем случае не может быть объяснена в рамках модели Дайсона, и, скорее всего, является следствием наложения двух линий, по одной от каждого ферромагнитного слоя. Разложение линии на две Лоренцевы компоненты и анализ констант анизотропии в этих условиях показали, что значения констант анизотропии получаются равными в пределах погрешности с теми, что были приведены выше для случая, когда спектр анализировали как одиночную линию.

Нельзя исключить также и взаимного влияния двух близкорасположенных ферромагнитных слоев CoFeB в спиновом вентиле. Толщина прослойки Ta между ними обеспечивает обменное взаимодействие между слоями и таким образом изменяет эффективную толщину слоев, что также может приводить к изменению констант анизотропии и фактора затухания прецессии. Отметим, что при комнатной температуре перемагничивание слоев в магнитном поле спектрометра, развертка которого занимает 10...15 min, сопровождается релаксационными процессами, связанными с доменными стенками и зародышами обратной намагниченности. Эти объекты создают предпосылки неоднородной намагниченности пленок и способны увеличивать значение константы демпфирования, а также приводить к асимметрии линии ФМР.

Различия между константами анизотропии объясняются дипольным магнитным взаимодействием между ферромагнитными слоями. Коэффициент затухания прецессии спина 0,034 превышает диапазон 0,004...0,027, удобный для применений CoFeB в спинтронике. Основная часть ширины линии соответствует неоднородному расширению. Форма линий ФМР может быть объяснена вкладом стандартной линии Лоренца и нерезонансным вкладом в Q-фактор СВЧ-резонатора, обеспечиваемый обратным спиновым эффектом Холла (ISHE) из-за изменения проводимости образца.

8. ОСТРОВКОВЫЕ СТРУКТУРЫ С ГИГАНТСКИМ МАГНИТНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

8.1. Проблемы островковых структур в спинтронике

Как уже сообщалось, одним из примеров элементной базы спинтроники являются спиновые вентили и псевдовентили, которые состоят из двух монокристаллических тонких пленок ферромагнитного материала, разделенных тонким слоем немагнитного материала. В частности, широко известны и пользуются широким спросом в электронике спиновые вентили на основе мягкого ферромагнитного сплава $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{V}_{20}$ с перпендикулярной анизотропией, демонстрирующие высокое магнитосопротивление $\sim 50\text{...}100\%$. Многослойные структуры изготавливают методом магнетронного напыления, и в идеальном случае пленки получаются однородными, с точно известной толщиной слоев. Технологии изготовления таких приборов требуют, чтобы толщина ферромагнитного слоя была менее 2 нм для того, чтобы перпендикулярная поверхностная анизотропия ферромагнетика оказывалась сильнее анизотропии формы и объемной анизотропии, стремящихся ориентировать намагниченность вдоль плоскости. Трудность в изготовлении таких пленок заключается в том, что при таких толщинах, сопоставимых с десятком параметров кристаллической решетки, возникает нестабильность, которая не позволяет напылить сплошную пленку, а приводит к ее разбиению на фрагменты (островки) в матрице диэлектрика (рис. 8.1, рис. 8.2).

Такие материалы называются магнитными наноккомпозитами (НК). Примером такого композита являются наночастицы $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{V}_{20}$ в матрице SiO_2 , магнетронное напыление которых описано в [65]. Эти островковые пленки также обладают гигантским магнитосопротивлением на уровне 6% [66] при размерах гранул 2...6 нм, меньшим предела однодоменности ~ 10 нм. Концентрация ферромагнитных гранул x определяют свойства композита $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{V}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$. При низких концентрациях $x \sim 1\%$ (рис. 8.1, *а*) магнитные свойства композита, очевидно, определяются свойствами отдельных гранул кластера (их кристаллической и поверхностной анизотропией). При большой объемной доле ферромагнетика $x \sim 10\text{...}50\%$ гранулы связаны между собой значительным диполь-дипольным взаимодействием, которое дает вклад в эффективную анизотропию композита (рис. 8.1, *б*). Если объемная доля гранул выше порога перколяции $x \sim 50\%$ (рис. 8.1, *в*), частицы формируют агломераты сложной формы, и дать предсказания о магнитной анизо-

тропии системы становится трудно. Наконец, при $x = 100\%$ ситуация возвращается к сплошной пленке, описание магнитной анизотропии которой в литературе хорошо известно и не представляет трудностей (рис. 8.1, z).

Из перечисленных случаев интерес представляют системы, изображенные на рис. 8.1, b и 8.1, $в$, поскольку для них значение магнитной анизотропии не известно и не поддается теоретической оценке.

В этой работе мы сосредоточимся на исследовании случая, отвечающего рис. 8.1, $в$, $x \sim 60\%$, т.е. содержание ферромагнитного наполнителя выше порога перколяции [65, 66]. Аналитически задачу взаимодействия наногранул в композите решить не удастся из-за их хаотического распределения формы, расстояний и мостиков между гранулами, а экспериментальные данные о подобных системах весьма скупы в литературе. Вместе с тем, одним из немногих параметров, которым можно управлять при выращивании пленок, является их толщина. Увеличение толщины пленок ведет к их более равномерной структуре и, в пределе, приводит к сплошным толстым пленкам. Представляет интерес, как при этом меняется магнитная анизотропия сложной фрактальной системы кластеров, которые постепенно с ростом толщины пленки преобразуются в сплошную среду с предсказуемым значением магнитной анизотропии.

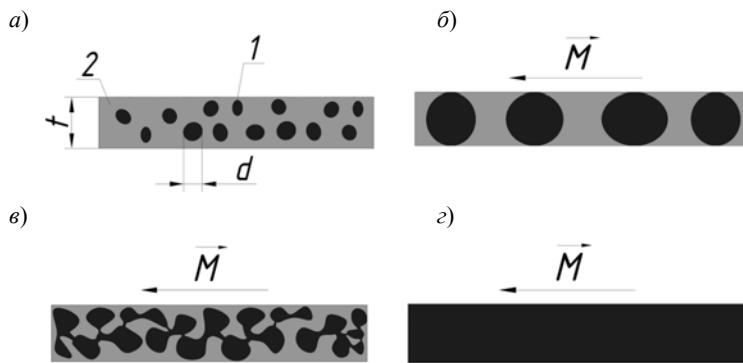


Рис. 8.1. Эскизы пленки толщиной t :

a – содержащей независимые частицы 1 диаметром d в матрице диэлектрика 2 ;
 $б$ – поперечное сечение пленки толщиной $t \approx 5$ нм с распределенными в ней ферромагнитными частицами диаметром $d \approx t$ и концентрацией $30\% < x < 70\%$;
 $в$ – поперечное сечение пленки с частицами, образующими фрактальную структуру; z – сплошная пленка ферромагнитного материала

Поэтому целью работы было установление константы магнитной анизотропии нанокompозитов $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ в ситуации с высокой концентрацией ферромагнитных гранул $x \sim 70\%$ за порогом перколяции, определение зависимости магнитной анизотропии от толщины пленок магнитного нанокompозита, а также сравнение полученных данных с ясными предельными случаями отдельных гранул и сплошных пленок.

С помощью просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) было установлено, что исследуемые образцы $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ состоят из чередующихся 47 ферромагнитных слоев (рис. 8.2, *a*), содержащих металлические гранулы CoFeB (рис. 8.2, *b*), распределенные в матрице SiO_2 (рис. 8.2, *b*). Эти слои разделены полупроводниковыми слоями Bi_2Te_3 и напылены на подложке SiO_2 . В исследуемой серии образцов толщины слоев и прослоек меняются одновременно, т.е. с увеличением номера образца становится толще как магнитный слой (CoFeB-SiO_2), так и немагнитная прослойка (Bi_2Te_3). Толщины этих слоев в [65, 67] были посчитаны, исходя из времени напыления. Из данных ТЕМ (рис. 8.1, *b*) следует, что реальная толщина слоев отличается от расчетной толщины, оцениваемой по времени напыления, и для слоя CoFeB-SiO_2 находится в диапазоне 2,7...5 нм, а для Bi_2Te_3 – в диапазоне 0,75...3 нм. Концентрация CoFeB в матрице SiO_2 была в пределах $30\% < x < 70\%$.

Для состояния намагниченности наночастиц важным фактором является температура блокировки T_B . При температуре выше температуры блокировки $T > T_B$ частицы находятся в суперпарамагнитном состоянии, а при температуре $T < T_B$, частицы приобретают однодоменный характер намагниченности. Для измерения T_B провели два типа измерений: охлаждение в нулевом магнитном поле (Zero-Field Cooling, ZFC) и охлаждение в ненулевом магнитном поле (Field Cooling, FC). Температура, при которой эти зависимости расходятся, является температурой блокировки T_B . При измерении в режиме ZFC образец охлаждали до температуры жидкого гелия в отсутствие магнитного поля, а затем включали постоянное измерительное магнитное поле, которое было значительно меньше поля насыщения H_S ($H = 100$ Э), и, медленно увеличивая температуру, измеряли магнитный момент образца. Измерение температурной зависимости в режиме FC отличалось тем, что охлаждение проводили в магнитном поле, превышающем намагниченность насыщения. Измерение магнитного момента выполняли при помощи СКВИД-магнетометра. Угловые зависимости намагниченности пленки вдоль различных направлений пленки были исследованы с помощью вибромагнетометра.

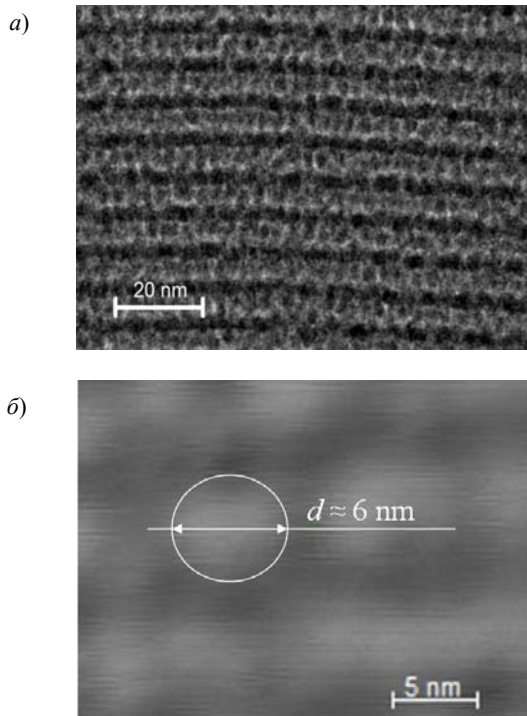


Рис. 8.2. Изображение поперечного сечения участка CoFeB-SiO₂, полученное на просвечивающем электронном микроскопе (ТЕМ) (а); ТЕМ-изображение поперечного сечения многослойной пленки CoFeB-SiO₂/Bi₂Te₃ (б)

8.2. Магнитометрия островковых пленок

Для определения температуры блокировки были получены температурные зависимости намагниченности $M(T)$ в режимах FC и ZFC для образца $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ с толщиной слоя CoFeB-SiO₂, равной $t = 5,2$ нм и концентрацией гранул CoFeB в SiO₂, $x = 60\%$. Температура, при которой эти зависимости расходятся, позволяет судить о температуре блокировки. Из рисунка 8.3 следует, что для образца, описанного выше, эта температура составляет $T_B = 27$ К.

Для определения анизотропии было проведено измерение полевых зависимостей $M(H)$, при ориентации поля вдоль различных осей ориентации образца. Полевые зависимости образца $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ с толщиной одного ферромагнитного слоя $t = 5,2$ нм при ориентации

поля вдоль осей Ox и Oy (рис. 8.4) совпадают. Следовательно, имеет место изотропное поведение намагниченности в плоскости пленки. «Трудная» ось намагничивания соответствует направлению вдоль нормали к пленке, т.е. вдоль оси Oz (рис. 8.4).

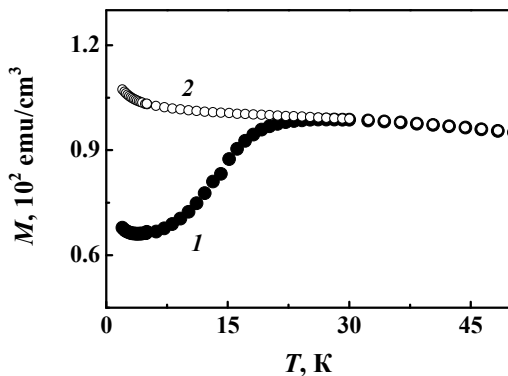


Рис. 8.3. Температурные зависимости магнитного момента $M(T)$ многослойной пленки $[(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}/Bi_2Te_3]_{47}$, измеренные в поле 100 Э после предварительного охлаждения в нулевом поле (1), и в поле 10 кЭ (2)

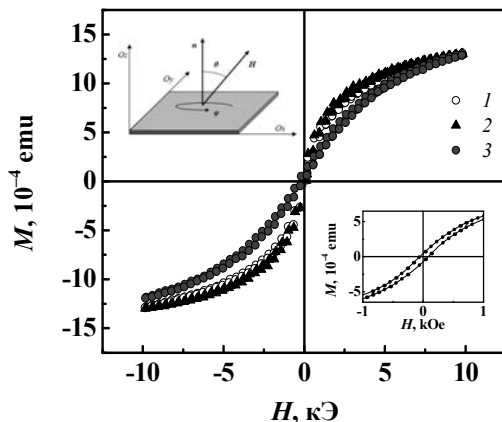


Рис. 8.4. Зависимости магнитного момента от поля для образца $[(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}/Bi_2Te_3]_{47}$ с толщиной слоя $CoFeB-SiO_2$ $t = 5$ нм при 300 К для ориентации поля:

1 – вдоль оси Ox ; 2 – вдоль оси Oy ; 3 – вдоль оси Oz (см. ориентации на врезке)

Для определения направления анизотропии были проведены измерения зависимости $M(\theta)$ магнитного момента от угла θ между нормалью к поверхности и магнитным полем (рис. 8.5). Для ориентации образца $\theta = 90^\circ$ и приложенного поля $H = 1$ кЭ значение магнитного момента при измерениях угловой зависимости (рис. 8.5) совпадает со значением магнитного момента при измерениях зависимости $M(H)$ (рис. 8.4). Из рисунка 8.4 также следует, что намагниченность находится в плоскости пленки. Это говорит о том, что анизотропия формы образца в виде пластинки играет определяющую роль в формировании направления намагниченности.

Для совокупности однодоменных частиц, из которых состоит пленка, намагниченность в магнитном поле H при температуре T выражается функцией Ланжевена

$$\frac{M}{M_S} = \coth\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) - \frac{k_B T}{\mu H}, \quad (8.1)$$

где μ – намагниченность одной частицы; k_B – константа Больцмана; M – измеренная намагниченность; T – температура.

Полевая зависимость $M(H)$ образца $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ с толщиной слоя CoFeB-SiO_2 $t = 5,2$ нм была аппроксимирована функцией Ланжевена (8.1) (рис. 8.6). По ее результатам, при

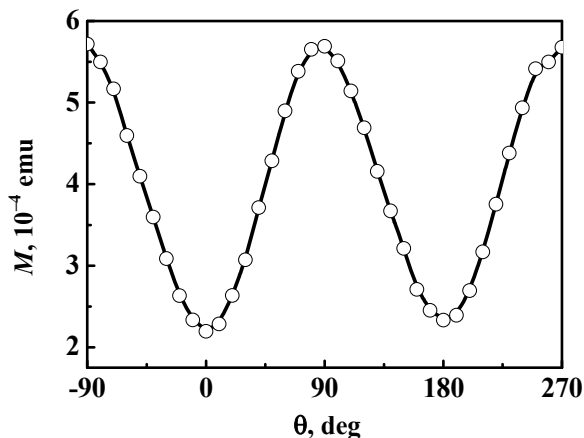


Рис. 8.5. Зависимость магнитного момента в поле $H = 1$ кЭ от полярного угла θ между направлением магнитного поля и нормалью к плоскости образца $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ с толщиной слоя CoFeB-SiO_2 $t = 5$ нм при 300 К

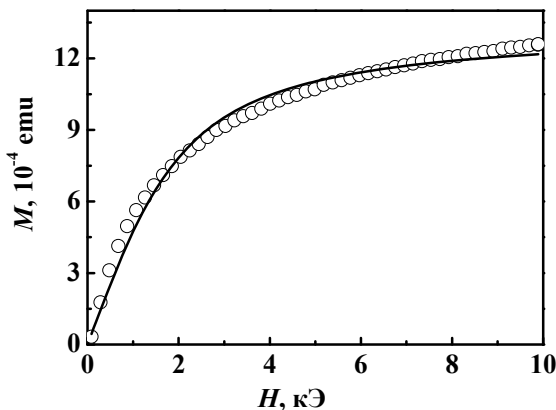


Рис. 8.6. Полевая зависимость $M(H)$ и ее аппроксимация функцией Ланжевена (сплошная линия), для образца $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ с толщиной одного слоя CoFeB-SiO_2 $t = 5$ нм при температуре $T = 300$ К и ориентации поля вдоль оси Ox (см. врезку на рис. 8.6)

$T = 300$ К, было получено значение $M_S = 720$ emu/cm³. Намагниченность одной наночастицы $\mu = 4,8 \cdot 10^{-17}$ emu, что соответствует $5,6 \cdot 10^4$ магнетонам Бора. Количество наночастиц CoFeB в образце площадью 3×4 мм можно приблизительно посчитать из соотношения (8.2)

$$\mu N \approx M_S V_{\text{sample}}, \quad (8.2)$$

где N – количество частиц; V_{sample} – объем всех частиц CoFeB в образце ($V_{\text{sample}} = 2 \cdot 10^{-6}$ см³). Из (8.2) число наночастиц CoFeB $N = 3 \cdot 10^{13}$. Средний объем наночастицы $V \approx 98$ нм³ при среднем диаметре $d = 5$ нм, что соответствует литературным данным [65] и прямым наблюдениям гранул по результатам ТЕМ (рис. 8.2, а).

Имея средний объем частицы и температуру блокировки намагниченности, установленную из рис. 8.3, можно получить эффективную константу анизотропии K_{eff} :

$$K_{\text{eff}} = K_b + K_S / t - 2\pi M_S^2 = \frac{25k_B T_B}{V}. \quad (8.3)$$

Здесь K_b и K_S – константы объемной и поверхностной анизотропии гранул, соответственно.

Из (8.3) следует, что эффективная константа анизотропии равна $K_{\text{eff}} = 1,3 \cdot 10^6$ эрг/см³, а соответствующее эффективное поле анизотро-

пии $H_a = 1,1 \cdot 10^3$ Э, что меньше значения, извлекаемого из рис. 8.4, по пересечению полевых зависимостей, записанных в разных ориентациях (в плоскости и перпендикулярно плоскости пленки) в силу поправки $2\pi M_S^2$.

В работе [68] также были исследованы аналогичные пленки CoFeB, которые при толщине менее 1 нм превращались в совокупность наночастиц средним размером 23 нм, а температурная и полевая зависимости намагниченности подчинялись функции Ланжевена. В работе [68] были получены близкие по величине параметры системы. При $T = 305$ К намагниченность насыщения составляла $M_S = 1200$ ету/см³, а магнитный момент одной частицы объемом 430 нм³ был равен $5 \cdot 10^{-16}$ ету или $\sim 10^5$ магнетонов Бора. Отметим, что в наших образцах размер частиц был в 4,3 раза меньше, тогда как средний их магнитный момент в нашей работе был меньше в ~ 10 раз. Двукратное уменьшение объемной намагниченности наночастиц в наших опытах могло быть связано с ростом роли поверхностной анизотропии в частицах, диаметр которых был в 4–5 раз меньше, чем в работе [68]. Размагниченные приповерхностные слои дают значительно больший отрицательный вклад в намагниченность мелких частиц, чем в случае крупных частиц [69,70].

8.3. Определение магнитной анизотропии с помощью ферромагнитного резонанса

Другим методом, с помощью которого можно измерить магнитную анизотропию, является ферромагнитный резонанс (ФМР). Для определения магнитной анизотропии были проведены измерения зависимости резонансного поля от угла между нормалью к поверхности и магнитным полем $H_{res}(\theta)$, а также угловые зависимости ширины резонансной линии $H_{p-p}(\theta)$ для всей серии образцов с различной толщиной ферромагнитной пленки методом ФМР-спектроскопии. На рисунке 8.7 толстой линией изображен ФМР-спектр многослойного образца [CoFeB–SiO/Vi₂Te₃]₄₇, красной линией – его аппроксимация производной функции Лоренца.

Зеленая линия показывает попытки аппроксимации спектра линией Гаусса. Видно, что аппроксимация функцией Лоренца лучше описывает экспериментальные данные. Поскольку в неоднородной пленке, состоящей из ферромагнитных гранул, не приходится ожидать узкого распределения частиц по размерам, однородное уширение линии ФМР может быть объяснено сильным магнитным дипольным взаимодействием между частицами, которое в экспериментах проявляет

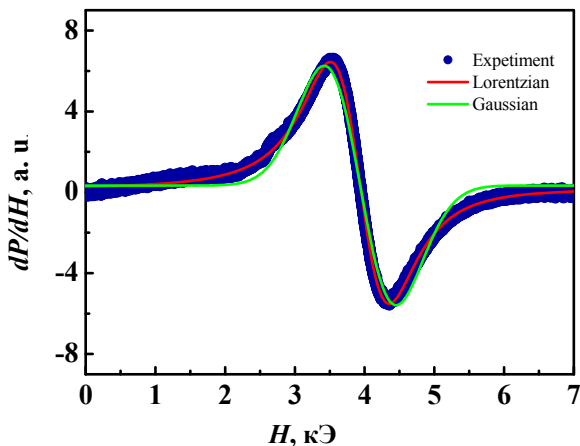


Рис. 8.7. Типичный ФМР-спектр структуры $[\text{CoFeB-SiO/Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ при $\theta = 330^\circ$, где θ – угол между направлением магнитного поля и нормалью к плоскости пленки. Красной линией показана аппроксимация производной функции Лоренца, а зеленой – аппроксимация производной функции Гаусса

свойства их ансамбля как одного целого. Поэтому все полученные спектры были аппроксимированы линией Лоренца с целью извлечения ширины линии и резонансного поля.

Константа объемной магнитной анизотропии K_b для каждого образца была получена путем аппроксимации зависимости резонансного поля ФМР от полярного угла между нормалью к поверхности образца и магнитным полем [71 – 74]. В работе [75] выведено уравнение (7.4) для аппроксимации угловой зависимости резонансного поля от полярного угла θ для случая, когда пленка состоит из наночастиц с кубической кристаллической симметрией.

Константы анизотропии $K_b + K_S$ были получены путем аппроксимации угловой зависимости резонансного поля $H_{\text{res}}(\theta)$ уравнением (7.4) (пример аппроксимации приведен на рис. 8.8, сплошная линия). Ширина линии также была анизотропна (рис. 8.9), однако она не описывалась в рамках того же приближения. Данная модель, правильно описывающая поведение резонансного поля на рис. 8.8, не подходит для аппроксимации угловой зависимости ширины линии ФМР $H_{\text{p-p}}(\theta)$. Очевидно, ширина линии связана с разбросом параметров гранул, а не с релаксационными процессами в них (рис. 8.9). При определении поля и типа магнитной анизотропии аппроксимацией спектров ЭПР, варьи-

руемым параметром является разность полей двух анизотропий: магнетокристаллической $H_m = 2K/Ms$ и анизотропии формы $H_{shape} = 4\pi Ms$. В процессе аппроксимации угловых зависимостей резонансного поля подбирается величина $H_{eff} = H_m - H_{shape}$ так, чтобы амплитуда изменения расчетного значения резонансного поля совпадала с экспериментальной. При этом важны два параметра: 1) значение магнитной анизотропии $H_m = 2K/Ms$ – ее знак определяет тип анизотропии; 2) ее разность с полем размагничивания: $2K/Ms - 4\pi Ms$, которая задает направление намагниченности. Соответственно, возможны три случая:

1) $2K/Ms < 0$ – и ось анизотропии, и легкая ось намагниченности лежат в плоскости пленки;

2) $2K/Ms > 0$, но $2K/Ms - 4\pi Ms < 0$ – ось анизотропии лежит перпендикулярно плоскости пленки, но легкая ось намагничивания лежит в плоскости пленки, из-за того, что эта анизотропия подавлена полем размагничивания;

3) $2K/Ms > 0$ и $2K/Ms - 4\pi Ms > 0$ – и ось анизотропии, и легкая ось намагниченности лежат перпендикулярно плоскости пленки.

Поскольку при аппроксимации угловой зависимости резонансного поля для образца с толщиной ферромагнитного слоя $t = 5$ нм, было получено следующее значение константы анизотропии: $K_b + K_S = 0,8 \cdot 10^6$ эрг/см³, поле анизотропии $H_a = 2K/Ms = 863$ Э, и поле анизотропии формы образца $H_m = 4\pi Ms \sim 9,0$ кЭ. В результате имеем $H_a > 0$;

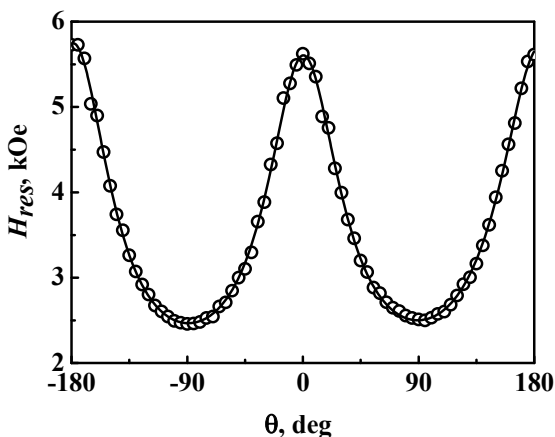


Рис. 8.8. Угловая зависимость резонансного поля линии ФМР $H_{res}(\theta)$ для образца $[(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}/Bi_2Te_3]_{47}$ с толщиной одного слоя $CoFeB-SiO_2$ $t = 5$ нм, и ее аппроксимация уравнением (7.4) (сплошная линия)

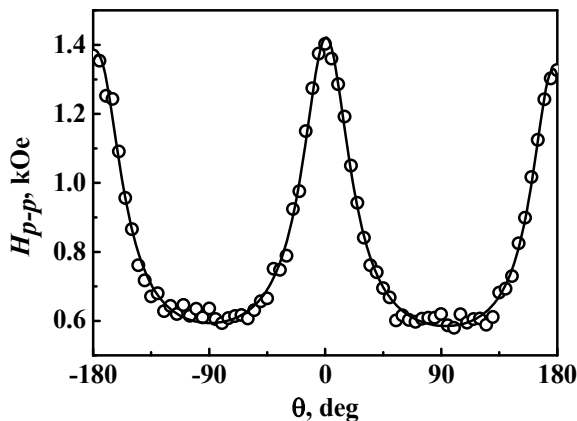


Рис. 8.9. Угловая зависимость ширины резонансной линии ФМР $H_{p-p}(\theta)$, для образца $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ с толщиной одного слоя CoFeB-SiO_2 $t = 5$ нм (сплошная линия – сплайн)

$H_a - H_m < 0$, т.е. реализуется второй из перечисленных выше случаев. Аналогичным образом из угловых зависимостей для образцов с различной толщиной пленок были получены значения $K_b + K_S$.

Зависимость $K_b + K_S$ от толщины слоев CoFeB-SiO_2 была немонотонной и имела минимум при $t = 4$ нм (рис. 8.10). Известно, что с ростом толщины слоев можно ожидать роста объемной магнитной анизотропии K_b и уменьшения вклада поверхностной магнитной анизотропии K_S . Наиболее вероятно, что наличие минимума на зависимости $K_b + K_S(t)$ можно объяснять конкуренцией объемной и поверхностной анизотропии ферромагнитных гранул. При сравнении магнитной анизотропии $K_b + K_S$ с данным параметром для сплошных пленок CoFeB (рис. 8.10, точка 1) и для отдельных наночастиц CoFeB [76] (рис. 8.10, точка 2) обнаруживается, что тонкие пленки CoFeB-SiO_2 не ведут себя ни как сплошные пленки, ни как отдельные наночастицы.

Вариации магнитной анизотропии с толщиной пленки в наших экспериментах оказываются близки к величинам поверхностной анизотропии $\sim 10^5$ эрг/см³, что вместе с результатами сравнения с данными других авторов [76] подтверждает гипотезу о конкуренции поверхностной и объемной анизотропии в процессе изменения толщины пленки.

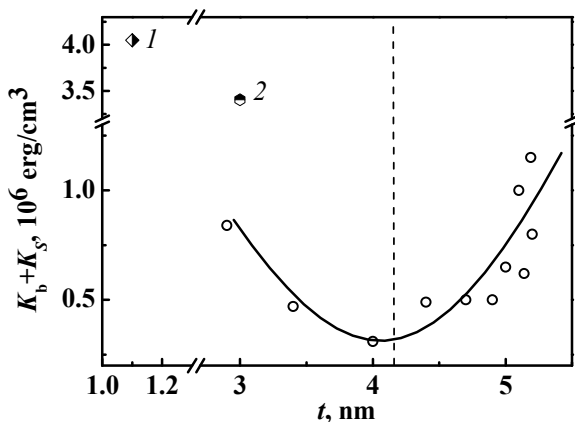


Рис. 8.10. Зависимость константы магнитной анизотропии $K_b + K_s$ от толщины слоя CoFeB–SiO₂. Точка 1 показывает значение магнитной анизотропии для сплошной пленки FeCoB толщиной 1,1 нм [82], точка 2 – значение магнитной анизотропии отдельной наночастицы CoFeB диаметром 3 нм

Таким образом, получены следующие результаты.

1. Полевая зависимость $M(H)$ для образцов $[(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}/Vi_2Te_3]_{47}$ аппроксимируется функцией Ланжевена, что подтверждает наличие однодоменных наночастиц CoFeB в суперпарамагнитном состоянии при 300 К и дает оценки размеров наночастиц $\sim 5 \dots 6$ нм, совпадающих с данными электронной микроскопии.

2. Намагниченность насыщения и константа магнитной анизотропии наногранул $Co_{41}Fe_{39}B_{20}$ размером 5 нм оказываются меньше, чем значение этих параметров для отдельных наночастиц аморфного CoFeB размером 23 нм. В сравнении со сплошными тонкими пленками CoFeB, островковые пленки, исследованные в данной работе, обладают большей намагниченностью насыщения, но меньшей константой эффективной магнитной анизотропии.

3. Обнаруженные немонотонные вариации магнитной анизотропии с ростом толщины отдельного ферромагнитного слоя связаны с вкладом поверхностной анизотропии K_s , которая убывает с ростом толщины пленки, конкурируя с нарастающей объемной анизотропией. При толщине пленок CoFeB–SiO₂ меньше 4 нм, преобладает поверхностная анизотропия. При увеличении толщины слоя CoFeB–SiO₂ больше 4 нм, начинает преобладать объемная магнитокристаллическая анизотропия.

9. ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК

9.1. Классические современные технологии магнитооптической записи информации

Кажется удивительным переполнение всех источников технической и научной информации описанием будущих возможных методов магнитооптической записи. При том, что настоящие действующие методы почти никогда не освещаются и не обсуждаются. Будем следовать обзору [77] в этой вводной части, описывающей современное состояние дел. В настоящее время широко используются различные виды оптических методов хранения информации, например CD-диск (компакт-диск), CD-ROM (компактный диск для чтения Read Only), CD-RW (перезаписываемый компакт-диск), DVD (цифровой универсальный диск) и МО (магнитооптический) диск. Все эти носители информации обладают следующими важными свойствами:

- возможность замены носителя в устройстве считывания;
- автономность (невольтаичность) – данные не исчезают при отключенном электропитании;
- низкая стоимость по сравнению с полупроводниковыми устройствами.

Как диски МО, так и CD-RW перезаписываются, но физические принципы их действия совершенно разные. МО-диск является магнитным, как магнитная лента или системы жесткого диска, в то время как CD-RW не является магнитным, но использует изменение фазы между кристаллическим и аморфным состояниями. Среди различных оптических носителей записи, включая носители только для чтения, лишь запись МО не сопровождается движением атомов или электронов для хранения информации [78, 79].

Носители МО используют термомагнитную запись и методы считывания. Они были предложены Chen с соавторами [80] на основе пленок MnBi. Благодаря обнаружению возможности записи информации с помощью аморфных сплавов редкоземельных переходных металлов [81], вместе с последующим развитием технологии оптических дисков, первое поколение МО-привода было применено к практическому использованию в 1988 г. Технология записи МО является комбинированной техникой оптической записи и магнитной записи. Таким образом, он должен иметь преимущества, а также недостатки обоих методов. К недостаткам относится сложность системы привода, кото-

рая должна иметь дело как с магнитным полем, так и с оптическими волнами. Тем не менее, записывающие диски МО уже широко используется в качестве съемной памяти на разных компьютерах систем и в бытовых аудио- и видеозаписывающих системах.

Кратко опишем принципы работы МО-диска.

На рисунке 9.1 показана зависимость намагниченности насыщения и коэрцитивной силы пленки $GdFeCo$, используемой в современных магнитооптических дисках (а). Принцип записи основан на кратковременном нагреве микронной области пленки под действием лазера. Такой нагрев приводит к повышению температуры выше комнатной и уменьшению константы магнитной анизотропии и коэрцитивной силы, соответственно (б). Это позволяет в приложенном магнитном поле перемагнитить только нагретый участок диска, оставляя всю остальную площадь нетронутой (с неизменной намагниченностью).

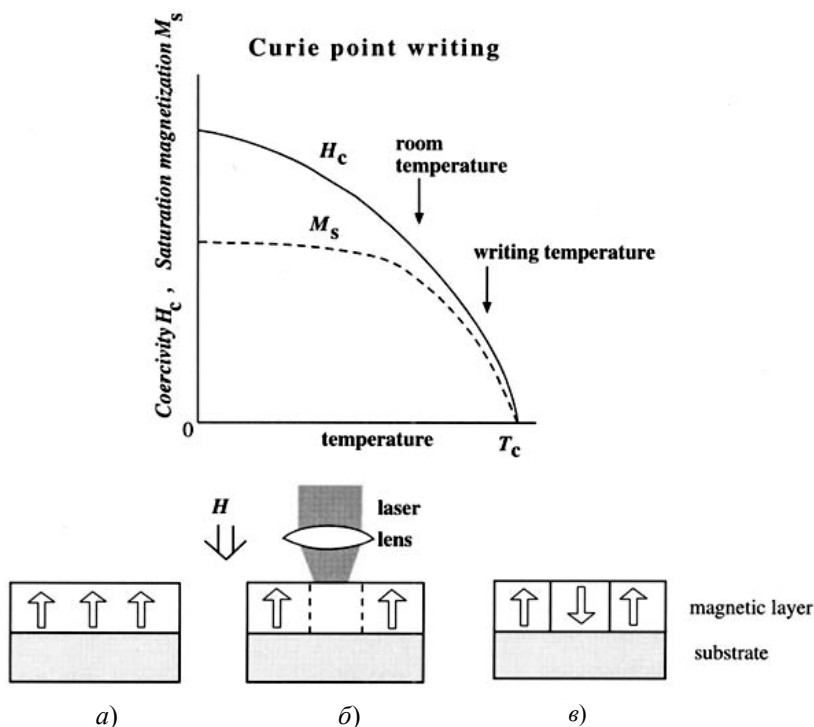


Рис. 9.1. Тепловое перемагничивание в современных МО-дисках

После нагрева перемангниченное состояние микронного участка диска фиксируется охлаждением до прежней комнатной температуры (θ). Таким образом, термомагнитная запись информации оказывается ограниченной диаметром пятна лазера (не менее 1 мкм) и высотой барьера перемангничивания, которая определяется различием магнитной анизотропии при комнатной и повышенной лазером температуре, и является ключевой характеристикой стабильности и времени жизни записи. Очевидным ограничением является не только крупный размер логических ячеек памяти (микроны), но и длительное время процесса, требуемое для охлаждения и нагрева. Нужно обратить внимание на то, сколь остроумно инженерное решение проблемы нелокальности магнитного поля. Как известно, записывающие головки создают поле рассеяния, затрагивающее гораздо более широкие области пленки. Поэтому традиционная «магнитофонная» запись имеет гораздо меньшую плотность по сравнению с вышеописанной технологией, в которой локальность обеспечивается размером нагретого лазером участка. В остальных «холодных» областях перемангничивания в том же магнитном поле не происходит.

9.2. Изменение структуры и намагниченности спиновых вентилей под действием фемтосекундного лазера

Магнитные материалы составляют важнейшие компоненты многих современных технологических устройств. Возможно, самым важным магнитным устройством является накопитель на жестком диске, который хранит информацию на наших компьютерах, где двоичные коды 1 и 0 задаются в виде намагниченности (вверх или вниз). В современных жестких дисках магнитные биты записываются в больших магнитных полях. Поиск новых способов управления намагниченностью на нанометровом масштабе вызывает все больший интерес в исследовании магнетизма. Авторы [78 – 81] показали, что сверхбыстрое размагничивание может быть индуцировано с использованием фемтосекундных оптических лазерных импульсов. Интерес к этой области возрос после наблюдения оптически индуцированного макроскопического перемангничивания в ферримагнитном сплаве GdFeCo [79]. Полностью оптическое переключение намагниченности происходит за счет передачи момента импульса спин-поляризованного света (фотонов) кристаллической решетке материала, которая способствует перемангничиванию через межподрешеточный обмен угловых моментов. Это явление сегодня рассматривается в качестве основы для ультрабыстрой записи магнитной информации. Отметим, что пленки GdFeCo

являются основой стандартной повседневной технологии CD-дисков, основанной на нагреве локальных областей лазером, что локально уменьшает величину магнитной анизотропии и позволяет относительно слабым магнитным полем перемагнитить только нагретый участок. Последующее его охлаждение закрепляет состояние намагниченности и сохраняет таким образом логический 0 или 1 на поверхности пленки. В этой технологии нет места для перемагничивания под действием света – он выполняет лишь пассивную роль подготовки участка пленки доля перемагничивания.

Другой эффект в этих же пленках GdFeCo – полностью оптическое переключение, которое было сначала обнаружено при использовании лазерного луча с круговой поляризацией. Такое поведение связано с динамикой подрешеток Gd и FeCo и, в основном, объясняется круговым магнитным дихроизмом. Позднее на том же материале было показано, что полностью оптическое переключение не зависит от круговой поляризации и может быть достигнуто с использованием одного линейно-поляризованного лазерного импульса. Недавние исследования [82 – 84] показали, что полностью оптическое переключение является гораздо более общим явлением, и оно не ограничивается сплавами GdFeCo.

Эти данные ставят под сомнение уникальность микроскопического происхождения полностью оптического переключения. Действительно, в нескольких исследованиях показано, на магнитные параметры, определяемые как полностью оптическое переключение оказывает влияние нагрев в процессе переключения или нарушение симметрии кристаллической решетки при ее расширении. Так, авторами [85] на примере кварца было показано, что короткие (< 50 фс) лазерные импульсы приводят к повреждению и абляции на поверхности диэлектрического материала, а ударная ионизация участвует в ионизации материи независимо от длительности импульса.

В [86] обнаружены периодические структуры круговой симметрии на поверхности кремния после воздействия единичного фемтосекундного лазерного импульса. Структуры имели нанометровые размеры, хорошо различимые с помощью атомно-силовой микроскопии, и их положение на поверхности соответствует заданной интенсивности лазера, немного превышающей порог абляции. Авторы считают, что эти структуры обусловлены сильным локальным нагревом поверхности образца, а формирование периодических структур связано с периодически модулированным поглощением лазерной энергии на фокальном лазерном пятне.

Целью исследования было получение данных о локальном изменении структурных и магнитных свойств гетероструктур Ta/Pt/GdFeCo/IrMn/Pt под действием облучения фемтосекундного лазера, а также о релаксации локальной намагниченности в облученном участке. Помимо упомянутых выше магнитомягких материалов семейства RE-TM, предполагалось также исследование магнитной релаксации в ферромагнитных, но магнито жестких материалах типа RE-TM-B, которые также могут быть чувствительны к лазерному облучению. На данном этапе их исследования были выполнены в отсутствие лазерного облучения на примере образцов (NdDy)(FeCo)B.

Слоистые пленки состава Ta (3 нм)/Pt (5 нм)/Gd_{21,6}Fe_{67,8}Co_{10,5} (20 нм)/IrMn (7 нм)/Pt (3 нм) и спиновые вентили CoGdFe/CoFe/CoGdFe с перпендикулярной анизотропией были выращены магнетронным напылением на стеклянной подложке с образованием текстуры образцов (111). Подробно условия роста описаны в [87, 88]. Размеры образцов были 4,1×3,8×1,1 мм.

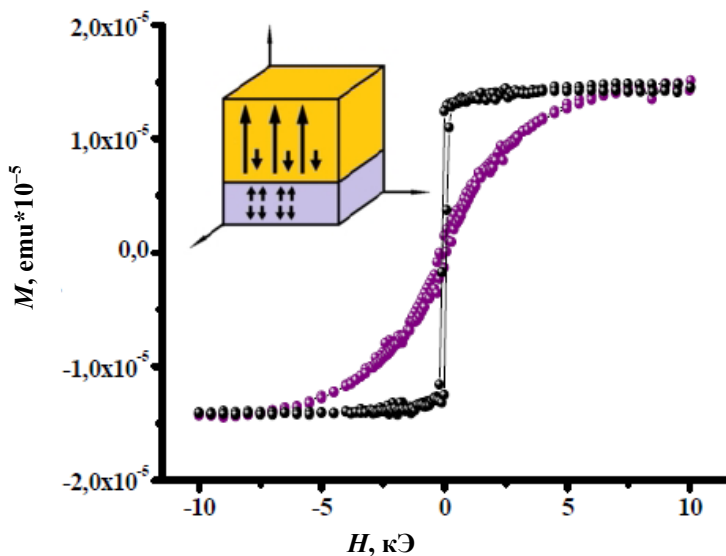


Рис. 9.2. Зависимость магнитного момента пленки GdFeCo (20 нм) от поля при температуре 300 К:

поле направленно перпендикулярно плоскости пленки (черным),
поле направленно параллельно плоскости пленки (фиолетовым).

На врезке схема образца и тип магнитного упорядочения
в слое GdFeCo (оранжевый) и в IrMn (голубой)

Петли магнитного гистерезиса образца были получены в диапазоне магнитных полей $H = 0 \dots 4$ кЭ для двух ориентаций образца: магнитное поле было направлено параллельно и перпендикулярно плоскости пленки (рис. 9.2, *а* и рис. 9.2, *б*, соответственно). Это позволило установить, что магнитная анизотропия пленки перпендикулярна к ее плоскости. Наклон петель гистерезиса на рис. 9.2 соответствует диамагнитному вкладу подложки в общую намагниченность образца.

Поверхность образца была подвергнута обработке фемтосекундным лазером. На одном месте поверхности образца лазер давал всего один импульс. Длительность импульса 50 фс, длина волны 632 нм, мощность импульса 8,9 мДж/см².

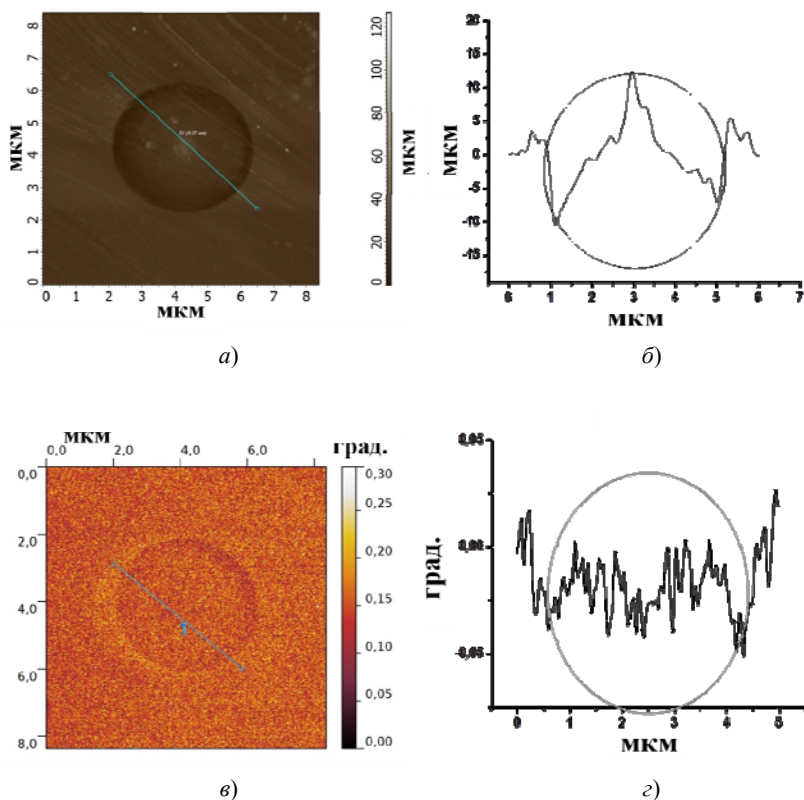


Рис. 9.3. АСМ (*а*) и МСМ (*б*) изображение поверхности образца до воздействия магнитного поля. (*в*) и (*г*) профили поверхности АСМ и МСМ режимов, соответственно

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) и магнитно-силовая микроскопия (МСМ) поверхности образцов проводились на микроскопе Integra Aura Nt-MDT (г. Зеленоград). Все измерения проводились при комнатной температуре двухпроходной методикой МСМ. Контраст соответствует фазовому сдвигу колебаний сканирующего зонда (кантилевера), обусловлен магнитным взаимодействием зонд–образец. Изображения магнитно-силовой микроскопии содержат информацию о расположении магнитных доменов на поверхности образца. Поскольку образцы обладали низкой коэрцитивной силой, были использованы магнитные зонды с высоким разрешением и покрытием CoCr. При сканировании в режиме МСМ измеряется сдвиг фазы, вызванный изменением магнитного поля. Изображение представляет собой распределение нормальной составляющей градиента магнитного поля.

В результате воздействия фемтосекундных лазерных импульсов на поверхности образца образовались кратеры, которые были хорошо различимы с помощью АСМ (рис. 9.4, *а* и рис. 9.4, *б*). Такие неоднородности поверхности не могли не отразиться на магнитной структуре образца. На рис. 9.3, *в* и рис. 9.3, *г* показано МСМ-изображение поверхности образца и ее профиль, соответственно. Видно, что круговая область, которая была подвергнута воздействию лазера, имеет схожие изображения для АСМ и МСМ.

Подобные структуры наблюдали авторы [89]. При этом количество структур, образующихся внутри кратера, коррелировало с плотностью потока падающего лазерного импульса.

Неодинаково вели себя облученные и необлученные участки образца и под действием магнитного поля. На рисунке 9.4, *а* и рис. 9.4, *б* показаны МСМ-изображения участка образца до и после намагничивания. На МСМ-изображении поверхности образца, за пределами кратера после воздействия магнитного поля появляются «пятна», которые соответствуют зарождению фазы обратной намагниченности.

Под действием лазерного импульса возникает участок локальной перемагниченности (рис. 9.5). В результате этого образуются кратеры. За счет механических напряжений намагниченность внутри кратера не будет совпадать с общей намагниченностью пленки. Авторы [90] предложили формулу для расчета размагничивающего поля H_D внутри области перемагничивания (размагничивающий цилиндр)

$$\langle H'_D \rangle = \begin{cases} 2\pi M_S + \frac{hM_S}{R} \left(1 + 2 \ln \frac{8R}{h} \right) \\ 4\pi M_S \left(\sqrt{1 + \frac{R^2}{h^2}} - \frac{R}{h} \right), \end{cases} \quad (9.1)$$

где M_s – намагниченность насыщения; R – радиус размагничивающего цилиндра; h – высота размагничивающего цилиндра.

Эта формула объясняет наличие светлого кольца на интерфейсе между поверхностью, обработанной лазерным импульсом (диском), и остальной областью (рис. 9.5, б). Была исследована релаксация намагниченности диска после выключения магнитного поля (рис. 9.5, б). Видно, что со временем наблюдается постепенное потемнение середины диска. Следовательно, намагниченность, индуцированная внешним

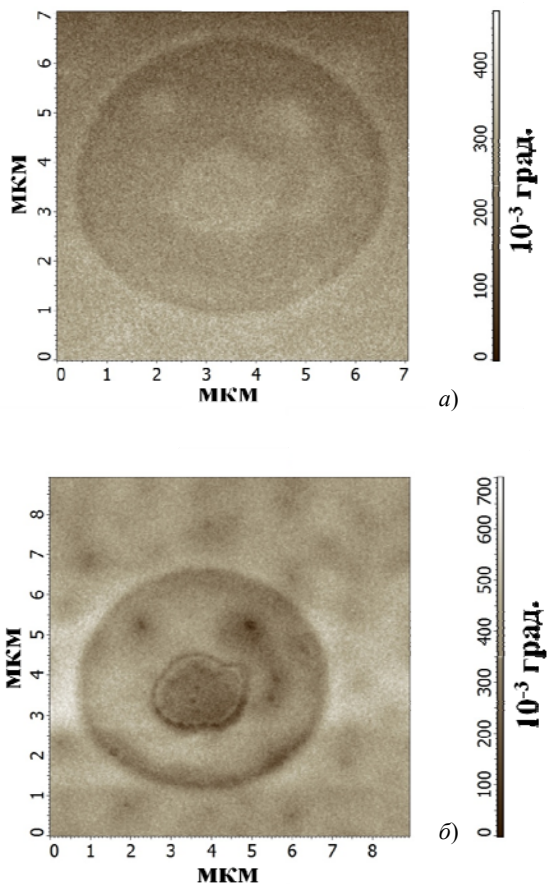


Рис. 9.4. МСМ-изображения поверхности образца:
a – до воздействия магнитного поля; *б* – после воздействия магнитного поля ($H \sim 1000$ Э). Время воздействия магнитного поля – 10 минут

полем за короткое время (около часа) постепенно исчезает, диск размагничивается. Это говорит о плохой стабильности магнитных состояний в области, облученной лазером. Из рисунка 9.6, на котором показаны профили намагниченности диска, более контрастно видно различие в намагниченности диска до его помещения в магнитное поле и после выключения поля. Видно, что внешнее магнитное поле устраняет намагниченность, созданную облучением лазера. Затем, с течением времени эта намагниченность снова отчасти восстанавливается (рис. 9.5, б).

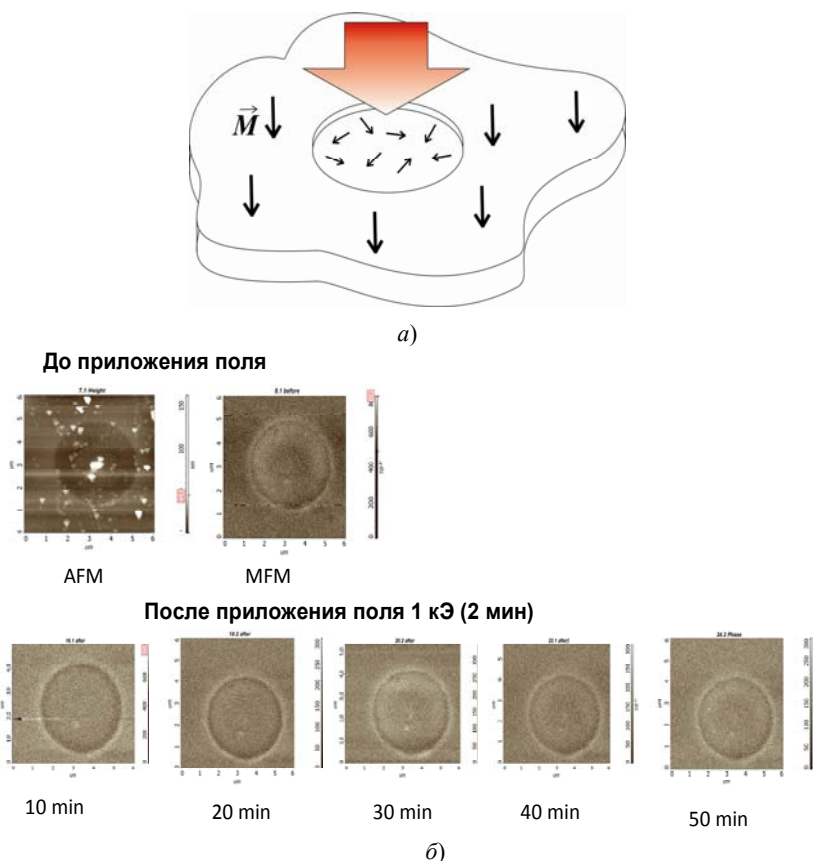


Рис. 9.5. Схематическое изображение поверхности образца после воздействия лазерного импульса и направление намагниченности снаружи и внутри кратера (а). Динамика релаксации намагниченности участка, подвергнутого лазерному импульсу во времени, прошедшем после помещения образца в магнитное поле (по данным МСМ) (б)

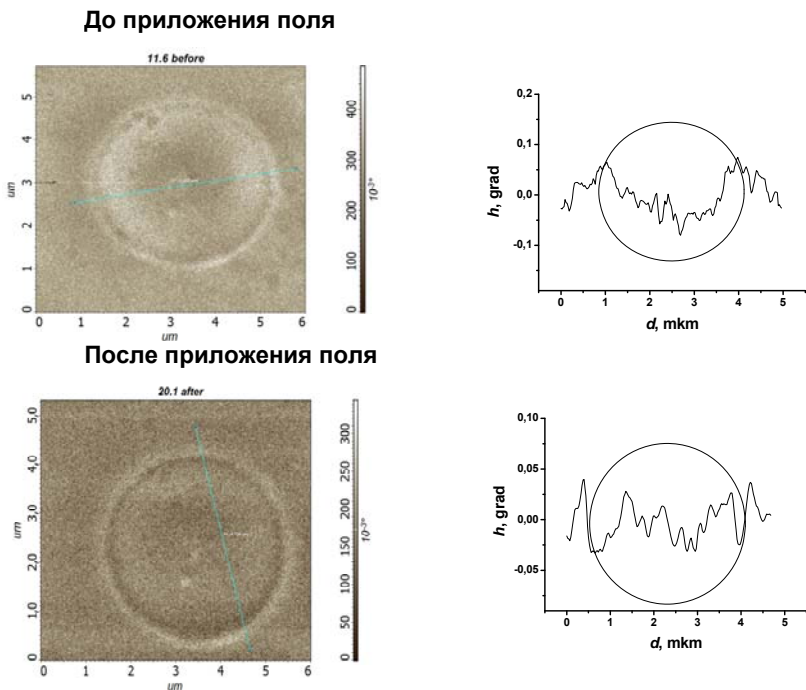


Рис. 9.6. Сравнение изображений магнитного силового микроскопа до и после приложения магнитного поля 1 кЭ. Справа соответствующие профили намагниченности, полученные вдоль светлых линий, показанных на фотографиях слева

Из полученных данных видно, что в наших опытах фемтосекундный лазер вызывал остаточные структурные изменения поверхности, а не только ее перемагничивание. Поэтому нами были предприняты попытки исследовать структуру облученной области и ее химический состав.

На рисунке 9.7 показана ямка, образовавшаяся после облучения. На боковом срезе виден покровный слой, сама пленка и даже подложка. Это означает, что крупные ямки представляют собой выжженную область, в которой, вероятно, отсутствует магнитный материал пленки. Поэтому с помощью электронного микроскопа с функцией определения локального химического состава была получена информация о распределении химических элементов в ямке. Химические свойства поверхности с наномасштабным пространственным разрешением изучались методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS) при помощи дополнительного детектора (Oxford Instr.), встроенного в сканирующий электронный микроскоп (СЭМ).

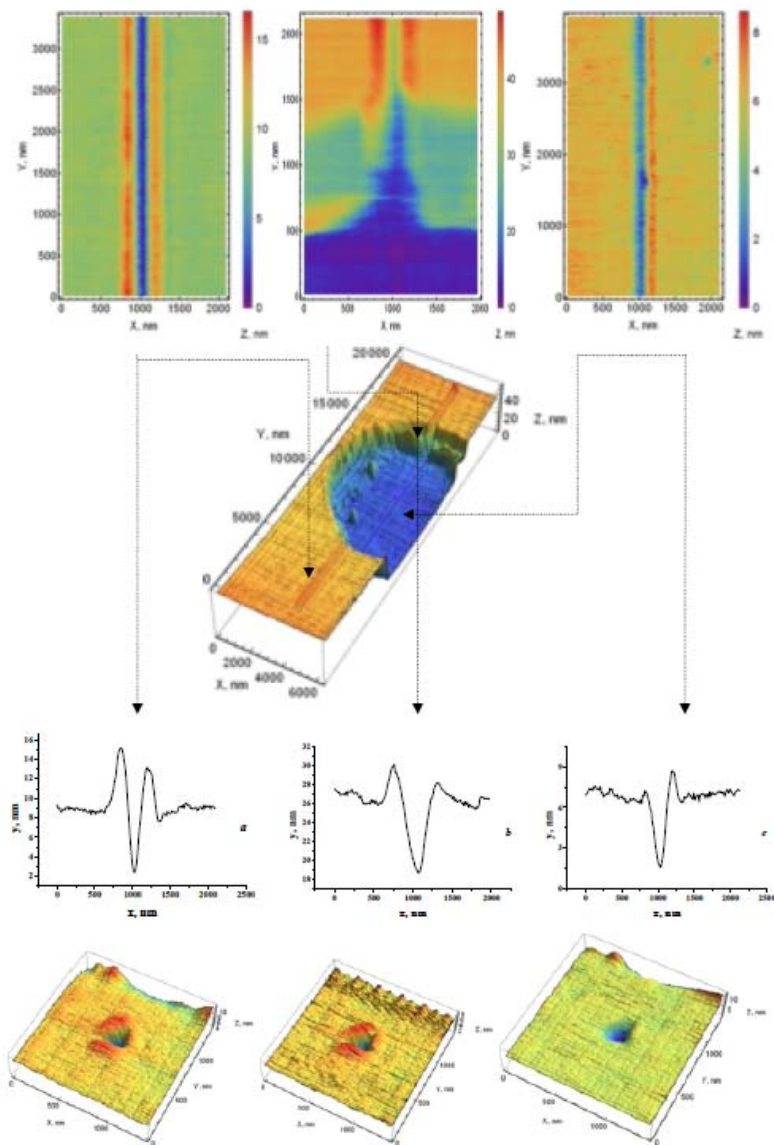
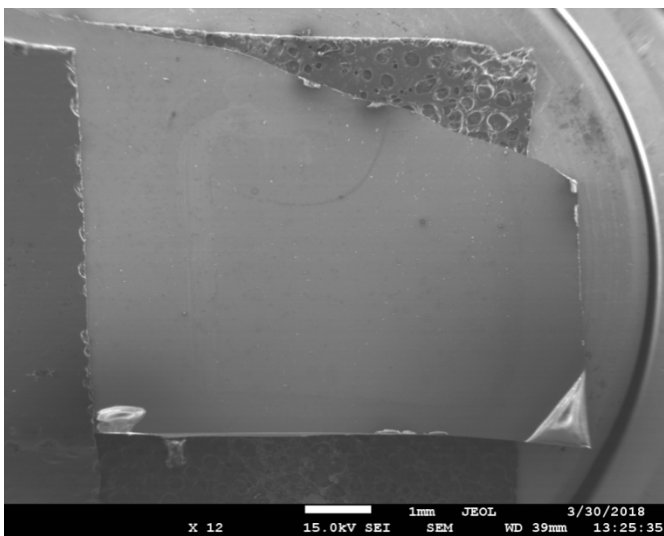
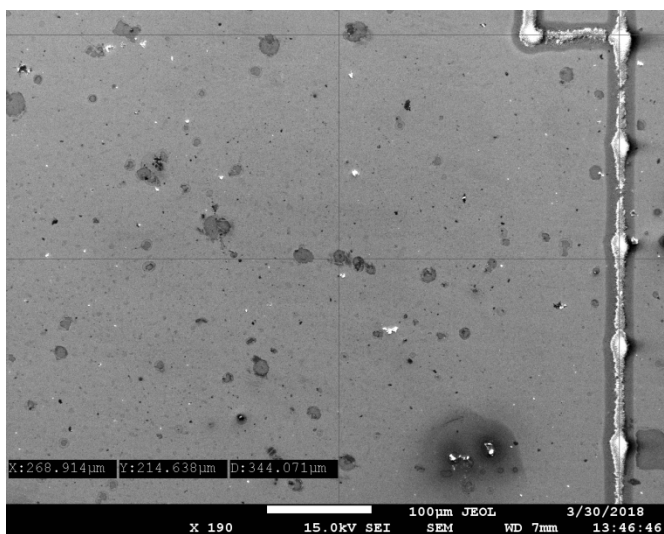


Рис. 9.7. Ямка, выжженная фемтосекундным лазером на поверхности образца, а также царапина, созданная наноиндентометром. Приведены 2D-изображение и профиль царапины в трех областях поверхности диска, выполненных на Nanoscan 3D



a)



б)

Рис. 9.8. Исследование поверхности методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ):
a – общий вид образца; *б* – вид выделенной области исследований с меткой 15 кВ

При увеличении $\times 190$ отчетливо видны крупные «диски» после лазерной обработки. Средний диаметр 6 мкм. Встречаются «диски» более крупные, но их структура полностью разрушена, что затрудняет точное определение их диаметра (см. рис. 9.8). Маленькие «диски» 3...4 мкм, более совершенны, пленка внутри их в большинстве случаев не претерпела разрушений (рис. 9.9).

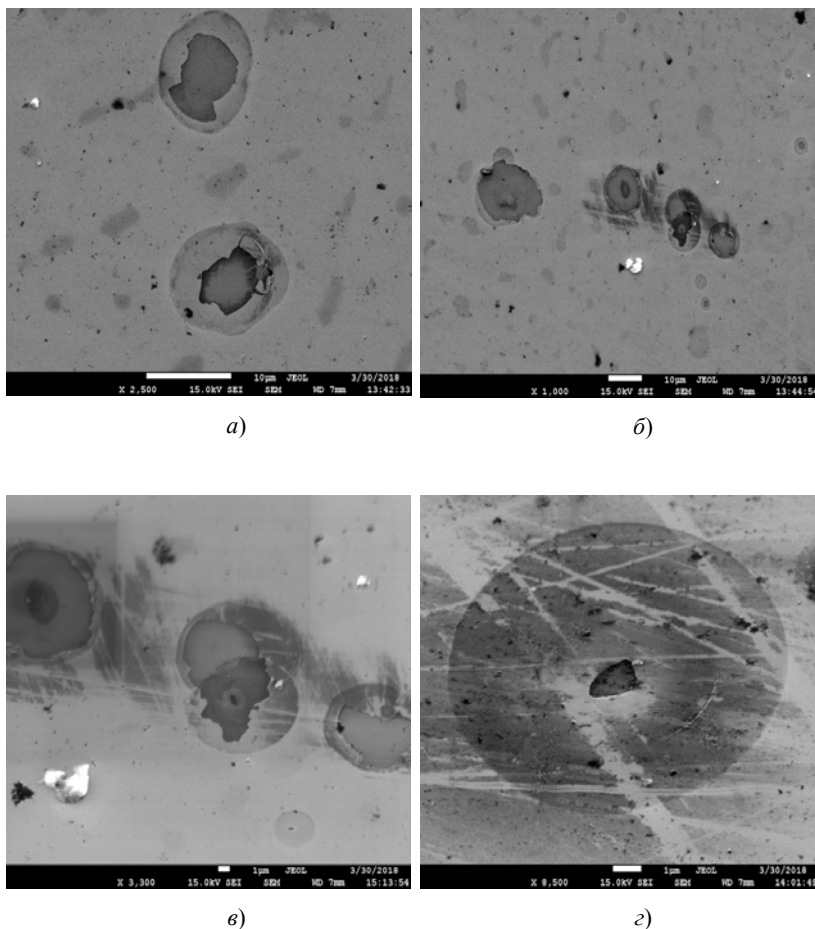


Рис. 9.9. Типичные ямки после лазерной обработки на поверхности образца $\text{Ta/Pt/Gd}_{21,6}\text{Fe}_{67,8}\text{Co}_{10,5}\text{IrMn}$. Одиночный импульс лазера с плотностью энергетического потока 20 мДж/см^2 длительностью 50 фс

Схема происходящих процессов после теплового нагрева лазером показана на рис. 9.10. Хорошо известно, что интенсивность проникающего лазерного излучения убывает по экспоненциальному закону вглубь материала. Возбужденные электроны рассеивают поглощенную энергию на тепловых колебаниях решетки за времена релаксации $\sim 10^{-12} \dots 10^{-11}$, благодаря чему поглощенная энергия быстро переходит в теплоту. Основная идея «полностью оптического переключения намагниченности» заключается в использовании импульсов света такой длительности, которая, будучи короче вышеуказанных времен, передает момент импульса спинам решетки, но не успевает нагреть решетку за это время, сохраняя переданную намагниченность в подрешетках ферримагнетика. В реальных экспериментах нагрев все же происходит наряду с переманчиванием.

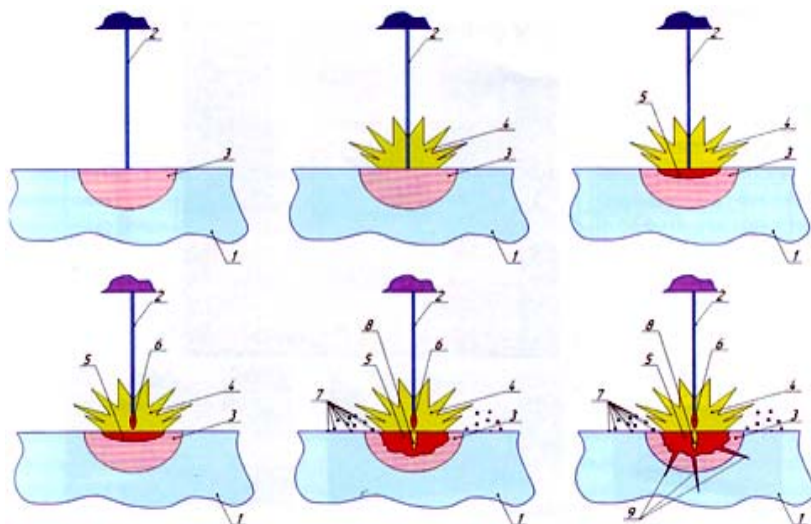


Рис. 9.10. Сравнение увеличения зоны активного взаимодействия лазерного излучения с веществом.

Пленка $Ta/Pt/Gd_{21,6}Fe_{67,8}Co_{10,5}$ видоизменяется, отслаивается (а – в) и на этапе з – начинают видоизменяться нижние слои $IrMn/Pt$:

1 – образец; 2 – лазерное излучение; 3 – зона активного теплоотвода внутри материала; 4 – зона овода энергии во внешнюю среду; 5 – зона локального расплавления материала; 6 – облако плазмы; 7 – брызги расплавленного материала; 8 – зона локального испарения материала; 9 – трещины, полученные в образце в результате локальных микроразрывов

[<http://www.russianelectronics.ru/developer-r/review/2327/doc/51806/>]

На рисунке 9.11 показаны виды дефектов поверхности, создаваемых лазерным облучением: отслаивание верхних слоев пленки, изменение структуры материала, рельефность, неоднородность, формирование второго маленького (3 мкм) лазерного диска внутри большого (10 мкм) диска. Все эти дефекты характерны и для других материалов, подвергнутых лазерному облучению (см. например в [89, 90]).

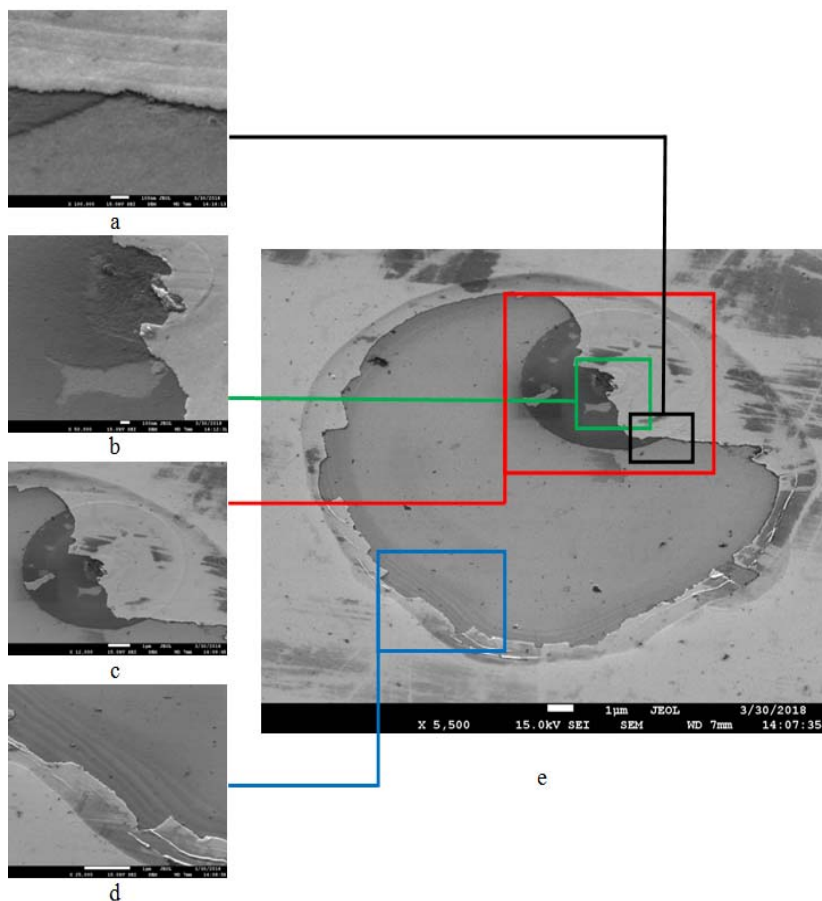


Рис. 9.11. Виды дефектов после лазерной обработки:

- a* – отслаивание верхних слоев пленки;
- b* – изменение структуры материала, рельефность, неоднородность;
- c* – формирование второго маленького (3 мкм) лазерного диска внутри большого (10 мкм) диска

Для подтверждения изменения химического состава пленки после лазерной обработки был проведен энергодисперсионный анализ выбранных участков (рис. 9.12). Изображение получено под углом 45° по отношению к анализатору. Выбранная область анализа помечена фиолетовым квадратом. Из полученных данных можно заключить, что внутри диска наблюдается дефицит элементов Fe, Co, Ir и Mn. Следы Pt, зафиксированные внутри диска принадлежат нижнему слою Pt в мультислойке Ta/Pt/GdFeCo/IrMn/Pt. Подтверждением служат результаты, полученные в других участках других дисков (см. рис. 9.13). Таким образом, лазер «пробивает» пленку до подложки. Атомов Gd нет внутри ни в одном из двух дисков. А вокруг них есть кремний с кислородом, принадлежащие стеклянной подложке. Распределение Mn и Ir схожи, что подтверждает наличие этой пленки в образце. Дефицит этих элементов наблюдается в выжженной области двух дисков. Следовательно, в той области была не только пленка Ta, FeCoGd, но и IrMn.

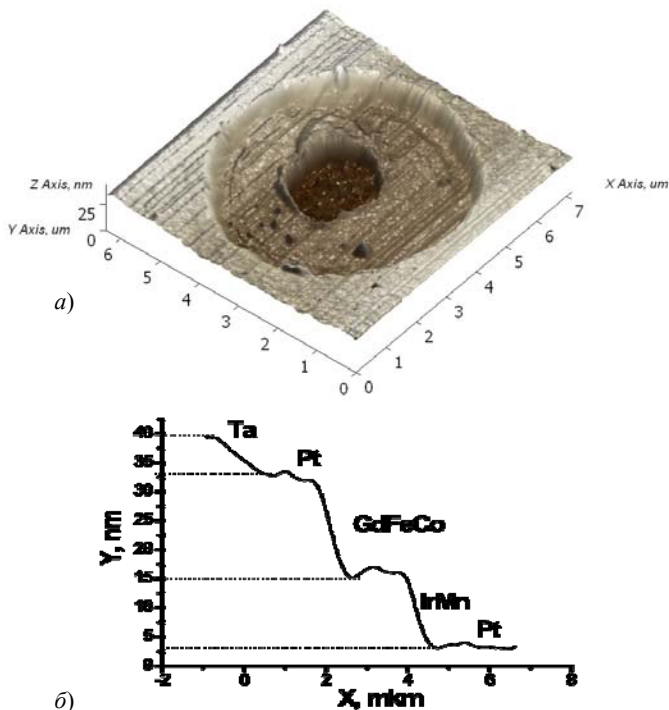


Рис. 9.12. АСМ 3D-изображение (а) и профиль (б) поверхности многослойной структуры после облучения лазерным пучком с критическим значением флюэнса

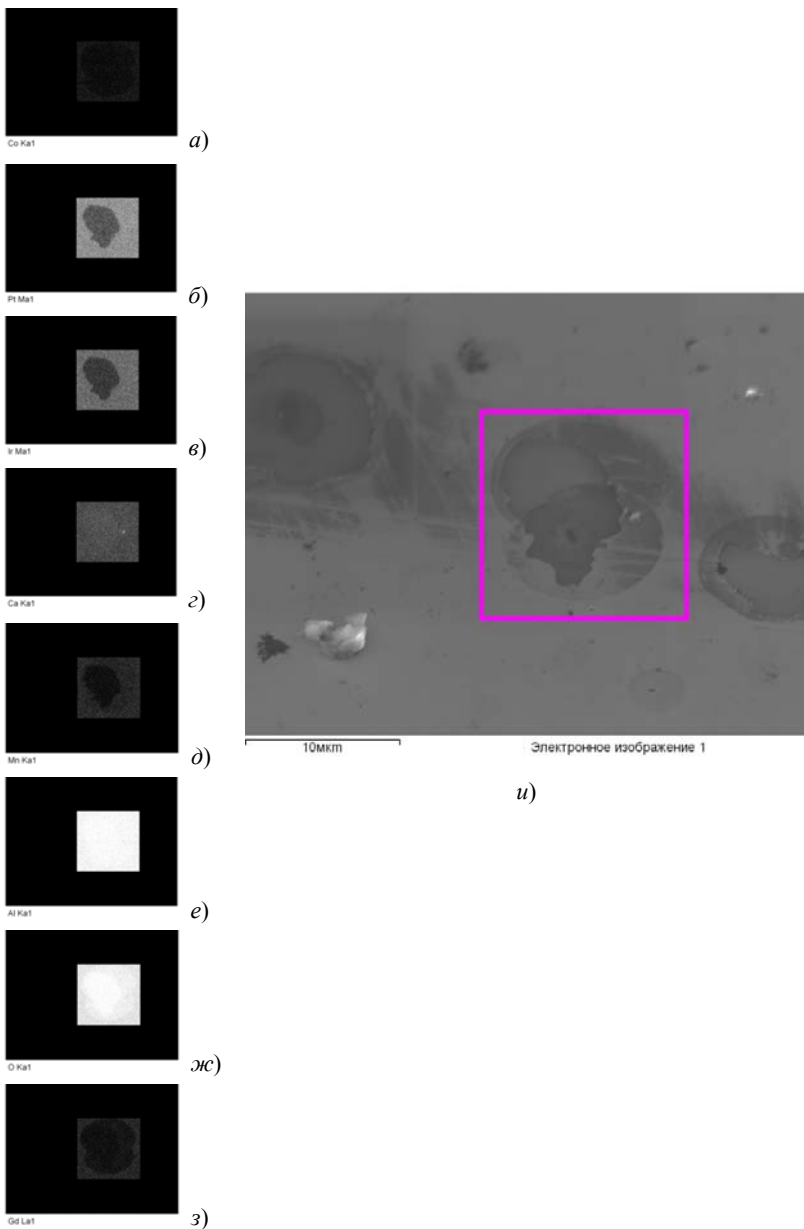


Рис. 9.13. Картирование элементов (а – з) в выделенной области (u)

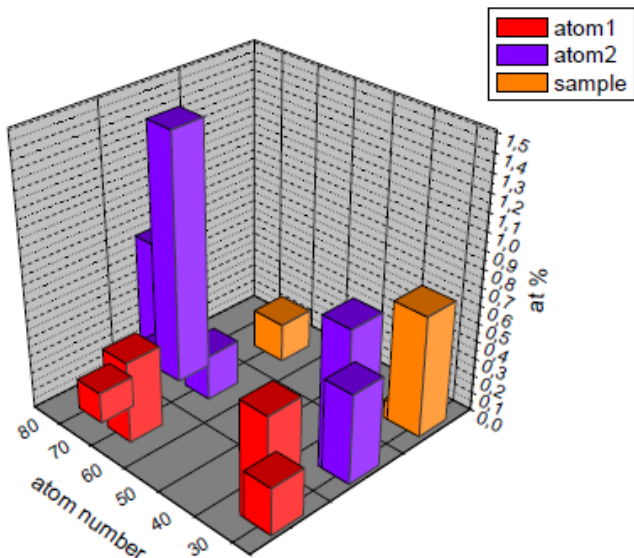


Рис. 9.14. Элементы различного атомного номера и их процентное содержание в разных областях ямки, выжженной лазером

Из полученных данных следует, что при облучении лазером материал испаряется (об этом свидетельствует отсутствие «навалов», образующихся при царапании). При этом происходит значительное перераспределение химического состава пленки (рис. 9.14).

Выводы и полученные результаты

1. Лазерное облучение приводит к перемагничиванию локальных областей ферромагнитных пленок GdFeCo семейства RE-TM. При этом одновременно происходят структурные разрушения области облучения, вызванные испарением материала. При длительных экспозициях наблюдаются широкие кратеры с размером до 10 мкм и полностью выжженным материалом, не пригодным более к намагничиванию. При коротких экспозициях разрушается только верхний покровный слой, в то время как магнитная пленка остается неразрушенной.

2. Перемагничивание мелких кратеров, созданных коротким импульсом ферромагнитного лазера, оставляет неизменной намагничен-

ность области с резким рельефом поля размагничивания по границе кратера. Последующее намагничивание кратера внешним полем 1 кЭ приводит к временному перемагничиванию центра кратера и краев в ту же сторону, что и остальная ненарушенная пленка. Однако это состояние в течение 40...50 мин релаксирует почти к исходному состоянию, т.е. кратер снова приобретает намагниченность, заданную облучением лазера. На фоне равномерной намагниченности в необлученной части пленки наблюдаются зародыши обратной намагниченности, созданные внешним магнитным полем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Трудно представить себе размеры монографии, которая могла бы собрать полную информацию о столь широкой и быстро развивающейся области как спинтроника. Поэтому приведенные в данной монографии факты – лишь скромная экскурсия по «королевству» спиновых технологий, не претендующая на посещение каждой комнаты и даже части этого прекрасного дворца. Короткое изложение очень узких проблем, часть которых была предметом исследований нашей лаборатории, может вызвать справедливое раздражение читателя «несоосновательностью» и поверхностностью изложения. Мы и не пытались угодить всем, создавая лишь популярное изложение проведенных нами исследований и излагая лишь ту информацию, которая нужна для понимания места этих исследований в спинтронике. Надеемся, что приведенные данные и факты вызовут интерес читателей к освоению новых областей этой прекрасной науки и простимулируют самостоятельные исследования в этой области.

Первые транзисторы и диоды тоже были не доступны для создания «на коленке». Они тоже представляли собой сложные гетероструктуры с невиданно тонким (по тем временам) слоем между p - и n -типами полупроводника. Однако известно, что в условиях школьной лаборатории эта проблема была решена очень простым способом – плавным шевелением свинцовой проволокой в угольном порошке в целях поиска случайного контакта с нужными свойствами. В результате получался настоящий диод, а из него получался настоящий радиоприемник. Теперь вместо свинцовой проволоки есть относительно недорогие атомные силовые микроскопы, широко распространенные в учебных заведениях. Иглой атомного микроскопа тоже можно «шевелить» в поисках контакта типа «спиновый вентиль», если удачно подобрать подложку для такого эксперимента. Осталось только захотеть избавиться от зависимости исторически навязанного метода создания спиновых гетероструктур в сверхвысоком вакууме. Авторы верят, что приемлемый экспресс-метод приготовления спиновых вентилях будет найден, и работают в этом направлении.

Можно предложить и много других направлений развития спинтроники, которые требуют усердия и фантазии, а вовсе не дорогого заокеанского оборудования. Именно эти качества развивают науку. Поэтому мы верим, что те читатели, которые правильно понимают эту

особенность научной деятельности, не будут смущаться высокими и недостижимыми научными авторитетами, а вскоре сами добьются признания результатов, сделанных именно «на коленке» с помощью изоленты, пластилина и нескольких проволок. Сегодня готовый спиновый вентиль можно купить в магазине «Чип и Дип» в виде магнито-резистивного сенсора магнитного поля, или получить из жесткого диска компьютера, найдя дорожки записывающего устройства. Нагревать, облучать радиацией, подвергать интенсивному СВЧ-облучению эти датчики – все эти и многие другие меры хороши и обязательно приведут к новым результатам. А также помогут избавиться от комплекса неполноценности, часто прививаемого чопорностью «настоящих исследователей» в области спинтроники.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gregg, J. F.** Spin electronics – a review / J. F. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet, C. Dennis // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2002. – V. 35, № 18 – P. R121 – R155.
2. **Binasch, G.** Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn // *Physical Review B.* – 1989. – V. 39, № 7. – P. 4828 – 4830.
3. **Jiang, C.** Magnetically assembled iron oxide nanoparticles coatings and their integration with pseudo-spin-valve thin films / C. Jiang, S. Mei Ng, C. W. Leung, P. W. T. Pong // *J. Mater. Chem. C.* – 2017. – V. 5, № 2. – P. 252 – 263.
4. **Li, G.** Spin valve sensors for ultrasensitive detection of superparamagnetic nanoparticles for biological applications / G. Li, S. Sun, R. J. Wilson, R. L. White, N. Pourmand, S. X. Wang // *Sensors and Actuators A Phys.* – 2006. – V. 126, № 1. – P. 98 – 106.
5. **Koplak, O.** Effect of α -Fe₂O₃ microbeads on CoFeB/Ta/CoFeB magnetic switching and magnetic instabilities / O. Koplak, O. Hazihamatov, L. Litvinov, O. Dmitriev, R. Morgunov // *Superlattices and Microstructures.* – 2018. – V. 121. – P. 23 – 32.
6. **Jaks, V.** Lgr5 marks cycling, yet long-lived, hair follicle stem cells / V. Jaks, N. Barker, M. Kasper M, J. H. van Es, H. J. Snippert, H. Clevers, R. Toftgård // *Nature Genetics.* – 2008. – V. 40, № 11. – P. 1291 – 1299.
7. **Schönfeldt, V.** Magnetic cell sorting is a fast and effective method of enriching viable spermatogonia from djungarian hamster, mouse, and marmoset monkey testes / V. Schönfeldt, H. Krishnamurthy, L. Foppiani, S. Schlatt // *Biology of Reproduction.* – 1999. – V. 61, № 3. – P. 582 – 589.
8. **Koplak, O.** Magnetization switching diagram of a perpendicular synthetic ferrimagnet CoFeB/Ta/CoFeB bilayer / O. Koplak, A. Talantsev, Y. Lu, A. Hamadeh, P. Pirro, T. Hauet, R. Morgunov, S. Mangin // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 2017. – V. 433. – P. 91 – 97.
9. **Morgunov, R.** Remote microwave monitoring of magnetization switching in CoFeB/Ta/CoFeB spin logic device / R. Morgunov, G. L'vova, A. Talantsev, O. Koplak, S. Petit-Watlot, X. Devaux, S. Migot, Y. Lu, S. Mangin // *Appl. Phys. Lett.* – 2017. – V. 110, № 21. – P. 212403.
10. **Morgunov, R.** Magnetic aftereffects in CoFeB/Ta/CoFeB spin valves of large area / R. Morgunov, Y. Lu, M. Lavanant, T. Fache, X. Deveaux, S. Migot, O. Koplak, A. Talantsev, S. Mangin // *Phys. Rev. B.* – 2017. – V. 96, № 5. – P. 054421.
11. **Моргунов, Р. Б.** Магнетизм на острие иглы. Основы атомно-силовой и магнитно-силовой микроскопии : монография / Р. Б. Моргунов,

O. B. Коплак, А. И. Безверхний, О. С. Дмитриев. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВО «ТГТУ», 2018. – 186 с.

12. **Sievers, S.** Quantitative Measurement of the Magnetic Moment of Individual Magnetic Nanoparticles by Magnetic Force / S. Sievers, K. Braun, D. Eberbeck, S. Gustafsson, E. Olsson, H. W. Schumacher, U. Siegner // *Small*. – 2012. – V. 8, № 17. – P. 2675 – 2679.

13. **Zeleňáková, A.** Magnetic properties of Fe₂O₃ nanoparticles embedded in hollows of periodic nanoporous silica / A. Zeleňáková, J. Kováč, V. Zeleňák // *J. Appl. Phys.* – 2010. – V. 108. – P. 034323.

14. **Tadica, M.** Magnetic properties of hematite (α -Fe₂O₃) nanoparticles prepared by hydrothermal synthesis method / M. Tadica, M. Panjanb, V. Damjanovic, I. Milosevic // *Applied Surface Science*. – 2014. – V. 320. – P. 183 – 187.

15. **Yamanouchi, M.** Domain structure in CoFeB thin films with perpendicular magnetic anisotropy / M. Yamanouchi, A. Jander, P. Dhagat, S. Ikeda, F. Matsukura, H. Ohno // *IEEE Magnetics Letters*. – 2011. – V. 2. – P. 3000304.

16. **Gayen, A.** Tuning Magnetic Properties of Thick CoFeB Film by Interlayer Coupling in Trilayer Structured Thin Films / A. Gayen, K. Umadevi, A. Chelvane, P. Alagarsamy // *J. Material Sci. Eng.* – 2018. – V. 7, № 2. – P. 1000437.

17. **Tao, B. S.** Electrical spin injection into GaAs based light emitting diodes using perpendicular magnetic tunnel junction-type spin injector / B. S. Tao, P. Barate, J. Frougier, P. Renucci, B. Xu, A. Djeflal, H. Jaffe's, J.-M. George, X. Marie, S. Petit-Watelot, S. Mangin, X. F. Han, Z. G. Wang, Y. Lu // *Appl. Phys. Lett.* – 2016. – V. 108, № 15. – P. 152404.

18. **Morgunov, R.** Magnetic field and temperature control over Pt/Co/Ir/Co/Pt multistate magnetic logic device / R. Morgunov, A. Hamadeh, T. Fache. G. Lvova, O. Koplak, A. Talantsev, S. Mangin // *Superlattices and Microstructures*. – 2017. – V. 104. – P. 509 – 517.

19. **Yun, S. J.** Strong interlayer exchange coupling and high post-annealing stability in perpendicularly magnetized [Pt/Co]/Ru/[Co/Pt] structures / S. J. Yun, S. H. Lim, S.-R. Lee // *AIP Advances*. – 2016. – V. 6, № 2. – P. 025112.

20. **Fache, T.** Nonmonotonic aftereffect measurements in perpendicular synthetic ferrimagnets / T. Fache, H. S. Tarazona, J. Liu, G. L'vova, M. J. Applegate, J. C. Rojas-Sanchez, S. Petit-Watelot, C. V. Landauero, J. Quispe-Marcotoma, R. Morgunov, C. H. W. Barnes, S. Mangin // *Phys. Rev. B*. – 2018. – V. 98, № 6. – P. 064410.

21. **Chen, P. J.** Annealing stability study of Co₂₀Fe₆₀B₂₀/MgO/Co₂₀Fe₆₀B₂₀ perpendicular magnetic tunnel junction / P. J. Chen, M. Zhu, S. Tibus et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2016. – V. 50, № 2. – P. 025006.

22. **Morgunov, R. B.** Effect of Co layer thickness on magnetic relaxation in Pt/Co/Ir/Co/Pt/GaAs spin valve / R. B. Morgunov, G. L. L'vova, A. D. Talantsev,

O. V. Koplak, T. Fache, S. Mangin // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2018. – V. 459. – P. 33 – 36.

23. **Chang, Y.-J.** Perpendicular magnetic tunnel junctions with synthetic antiferromagnetic pinned layers based on [Co/Pd] multilayers / Y.-J. Chang, A. Canizo-Cabrera, V. Garcia-Vasquez, Y.-H. Chang, T.-H. Wu // *Journal of Applied Physics.* – 2013. – V. 113, № 17. – P. 17B909.

24. **Ranjbar, R.** Engineered Heusler Ferrimagnets with a Large Perpendicular Magnetic Anisotropy / R. Ranjbar, K. Suzuki, A. Sugihara, T. Miyazaki, Y. Ando, S. Mizukami // *Materials.* – 2015. – V. 8. – P. 6531 – 6542.

25. **Fatuzzo, E.** Theoretical Considerations on the Switching Transient in Ferroelectrics / E. Fatuzzo // *Phys. Rev.* – 1962. – V. 127, № 6. – P. 1999 – 2005.

26. **Labrune, M.** Time dependence of the magnetization process of Re-TM alloys / M. Labrune, S. Andrieu, F. Rio, P. Bernstein // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1989. – V. 80, № 2. – P. 211 – 218.

27. **Xi, H.** Slow magnetization relaxation and reversal in magnetic thin films / H. Xi, K.-Z. Gao, J. Ouyang, Y. Shi, Y. Yang // *J. Phys.: Cond. Mat.* – 2008. – V. 20, № 29. – P. 295220.

28. **Cardoso, S.** Challenges and trends in magnetic sensor integration with microfluidics for biomedical applications / S. Cardoso, D. Leitao, T. Dias, J. Valadeiro, M. Silva, A. Chicharo, V. Silveiro, J. Gaspar, P. Freitas // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2017. – V. 50, № 21. – P. 213001.

29. **Chikazumi, S.** *Physics of Ferromagnetism 2e. Physics of magnetism / S. Chikazumi.* – New York : Wiley, 1964. – 655 p.

30. **Chantrell, R. W.** Models of slow relaxation in particulate and thin film materials / R. W. Chantrell, A. Lyberatos, M. El-Hilo, K. O'Grady // *J. Appl. Phys.* – 1994. – V. 76, № 10. – P. 6407 – 6412.

31. **AlQassem, B. M.** Magnetic exchange coupling of Co/Ir multilayers / B. M. AlQassem, B. A. Hamed, J. M. Khalifeh // *The European Physical Journal B.* – 2008. – V. 62, № 4. – P. 433 – 438.

32. **Gargiani, P.** Graphene-based synthetic antiferromagnets and ferrimagnets / P. Gargiani, R. Cuadrado, H. B. Vasili, M. Pruneda, M. Valdivares // *Nature Communications.* – 2017. – V. 8. – P. 699.

33. **Devolder, T.** Performance analysis of MgO-based perpendicularly magnetized tunnel junctions / T. Devolder, K. Garcia, G. Agnus, M. Manfrini, S. Cornelissen, T. Min // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – V. 103, № 18. – P. 182402.

34. **Mangin, S.** Magnetic relaxation in GdFe/TbFe/GdFe trilayers: Dynamics study of the propagation of a 180° domain wall through an artificial energy / S. Mangin, A. Sulpice, G. Marchal, C. Bellouard, W. Wernsdorfer, B. Barbara // *Phys. Rev. B.* – 1999. – V. 60, № 2. – P. 1204 – 1211.

35. **Parkin, S. S.** Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals / S. S. Parkin // *Phys. Rev. Lett.* – 1991 – V. 67, № 25. – P. 3598 – 3601.

36. **Jonsson, H.** Nudged Elastic Band Method for Finding Minimum Energy Paths of Transitions / H. Jonsson, G. Mills, K. W. Jacobsen ; in book *Classical and Quantum Dynamics in Condensed Phase Simulations*, edited by B. J. Berne, G. Ciccotti, and D. F. Coker : World Scientific, Singapore. – 1998. – P. 385 – 404.
37. **Brown Jr, W. F.** Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle / W. F. Brown Jr // *Phys. Rev.* – 1963. – V. 130, № 5. – P. 1677.
38. **Pirro, P.** Perpendicularly magnetized CoFeB multilayers with tunable interlayer / P. Pirro, A. Hamadeh, M. Lavanant-Jambert, T. Meyer, B. Tao, E. Rosario, Y. Lu, M. Hehn, S. Mangin, S. Petit-Watelot // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2017. – V. 432. – P. 260 – 265.
39. **Vernier, N.** Measurement of magnetization using domain compressibility in CoFeB films with perpendicular anisotropy / N. Vernier, J.-P. Adam, S. Eimer, G. Agnus, T. Devolder, T. Hauet, B. Ocker, F. Garcia, and D. Ravelosona // *Appl. Phys. Lett.* – 2014. – V. 104, № 12. – P. 122404.
40. **Choi, G.-M.** Perpendicular magnetic tunnel junctions with synthetic ferrimagnetic pinned layer / G.-M. Choi, I.-J. Shin, B.-C. Min, K.-H. Shin // *Journal of Applied Physics.* – 2010. – V. 108, № 7. – P. 073913.
41. **Parkin, S.** Memory on the racetrack / S. Parkin, S.-H. Yang // *Nature Nanotechnology.* – 2015. – V. 10. – P. 195 – 198.
42. **Yang, S.-H.** Domain-wall velocities of up to 750 ms^{-1} driven by exchange-coupling torque in synthetic antiferromagnets / S.-H. Yang, K.-S. Ryu, S. Parkin // *Nature Nanotechnology.* – 2015. – V. 10. – P. 221 – 226.
43. **Glick, J. A.** Spin-triplet supercurrent in Josephson junctions containing a synthetic antiferromagnet with perpendicular magnetic anisotropy / J. A. Glick, S. Edwards, D. Korocu, V. Aguilar, B. M. Niedzielski, R. Loloee, W. P. Pratt Jr, N. O. Birge // *Phys. Rev. B.* – 2017. – V. 96, № 22. – P. 224515.
44. **Perez, J. M.** Magnetic relaxation switches capable of sensing molecular interactions / J. M. Perez, L. Josephson, T. O’Loughlin, D. Högemann, R. Weissleder // *Nature Biotechnology.* – 2002. – V. 20. – P. 816 – 820.
45. **Nakano, T.** Magnetic tunnel junctions using perpendicularly magnetized synthetic antiferromagnetic reference layer for wide-dynamic-range magnetic sensors / T. Nakano, M. Oogane, T. Furuichi, Y. Ando // *Applied Physics Letters.* – 2017. – V. 110, № 1. – P. 012401.
46. **Lin, G.** Magnetic sensing platform technologies for biomedical applications / G. Lin, D. Makarov, O. G. Schmidt // *Lab Chip.* – 2017. – V. 17, № 11. – P. 1884 – 1912.
47. **Freitas, P. P.** Spintronic platforms for biomedical applications / P. P. Freitas, F. Cardoso, V. Martin, S. Martins, J. Loureiro, J. Armalar, R. Chaves, S. Cardoso, L. Fonseca, A. Sebastiao, M. Pannetier-Lecoecur, C. Fermon // *Lab Chip.* – 2012. – V. 12, № 3. – P. 546 – 557.
48. **Jiang, W.** Adjacent-track interference in dual-layer perpendicular recording / W. Jiang, N. Smith, M. Williams, W. Weresin, K. Kuroki, Y. Ikeda,

K. Takano, G. Khera, R. Wood // *IEEE Trans. Magn.* – 2003. – V. 39, № 4. – P. 1891 – 1896.

49. **Prozorov, R.** Magnetic irreversibility and relaxation in assembly of ferromagnetic nanoparticles / R. Prozorov, Y. Yeshurun, T. Prozorov, A. Gedanken // *Phys. Rev. B.* – 1999. – V. 59, № 10. – P. 6956 – 6965.

50. **Morgunov, R. B.** Slow oscillations of the perpendicular magnetization of a spin valve Pt/Co/Ir/Co/Pt / R. B. Morgunov, G. L. L'vova // *JETP Letters.* – 2018. – V. 108, № 2. – P. 124 – 129.

51. **Моргунов, Р. Б.** Конкуренция доменных стенок и фазы обратной намагниченности в магнитной релаксации спинового переключателя Pt/Co/Ir/Co/Pt / Р. Б. Моргунов, Г. Л. Львова, А. Hamadeh, S. Mangin // *Физика твердого тела.* – 2018. – Т. 60. – Вып. 1. – С. 76 – 79.

52. **Leslie-Pelecky, D. L.** Magnetic properties of nanostructured materials / D. L. Leslie-Pelecky, R. D. Rieke // *Chem. Mater.* – 1996. – V. 8, № 8. – P. 1770 – 1783.

53. **Ikeda S.** A perpendicular-anisotropy CoFeB–MgO magnetic tunnel junction / S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, H. Ohno // *Nature Materials.* – 2010. – V. 9. – P. 721 – 724.

54. **Sheppard, D.** Optimization methods for finding minimum energy paths / D. Sheppard, R. Terrell, G. Henkelman // *J. Chem. Phys.* – 2008. – V. 128, № 13. – P. 134106.

55. **Morgunov, R. B.** Ferromagnetic resonance of CoFeB/Ta/CoFeB spin valves versus CoFeB film / R. B. Morgunov, G. L. L'vova, A. D. Talantsev, Y. Lu, X. Devaux, S. Migot, O. V. Koplak, O. S. Dmitriev, S. Mangin // *Thin Solid Films.* – 2017. – V. 640. – P. 8 – 13.

56. **Talantsev, A. D.** Microwave response to the switching of the magnetization of spin valves CoFeB/Ta/CoFeB and CoFeB films / A. D. Talantsev, O. V. Koplak, G. L. L'vova, O. S. Dmitriev, S. Petit Watelot, Y. Lu, S. Mangin, R. B. Morgunov // *Physics of the Solid State.* – 2017. – V. 59. – P. 1927 – 1931.

57. **Yang, H. X.** First-principles investigation of the very large perpendicular magnetic anisotropy at Fe/MgO and Co/MgO interfaces / H. X. Yang, M. Chshiev, B. Dieny, J. H. Lee, A. Manchon, K. H. Shin // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V. 84, № 5. – P. 054401.

58. **Gopman, D. B.** Temperature dependent nucleation, propagation, and annihilation of domain walls in allperpendicular spin-valve nanopillars / D. B. Gopman, D. Bedau, S. Mangin, E. E. Fullerton, J. A. Katine, A. D. Kent // *J. Appl. Phys.* – 2014. – V. 115. – P. 113910.

59. **Liu, H.** Time-resolved magnetic relaxation of a nanomagnet onsubnanosecond time scales / H. Liu, D. Bedau, J. Z. Sun, S. Mangin, E. E. Fullerton, J. A. Katine, A. D. Kent // *Phys. Rev. B.* – 2012. – V. 85, № 22. – P. 220405.

60. **Dubowik, J.** Angular dependence of ferromagnetic resonance linewidth in thin films / J. Dubowik, K. Załeski, H. Głowinski. I. Goscińska // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V. 84, № 18. – P. 184438.

61. **Okada, A.** Magnetization dynamics and its scattering mechanism in thin CoFeB films with interfacial anisotropy / A. Okada, S. He, Bo Gud, S. Kanai, A. Soumyanarayanan, S. T. Lim, M. Tran, M. Mori, S. Maekawa, F. Matsukura, H. Ohno, C. Panagopoulos // Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2017. – V. 114. – P. 3815 – 3820.

62. **Schulz, B.** Crossover from in-plane to perpendicular magnetization in ultrathin Ni/Cu(001) films / B. Schulz, K. Baberschke // Phys. Rev. B. Condens. Matter. – 1994. – V. 50, № 18. – P. 13467 – 13471.

63. **Gubbiotti, G.** Spin waves and magnetic anisotropy in ultrathin (111)-oriented cubic films / G. Gubbiotti, G. Carlotti, B. Hillebrands // J. Phys.: Condens. Matter. – 1998. – V. 10. – P. 2171.

64. **Oliver, S. A.** Magnetic resonance experiments on ion beam sputtered {100} Fe films / S. A. Oliver, C. Vittoria, E. Schloemann, H. J. Van Hook, R. W. Tustison // J. Appl. Phys. – 1988. – V. 63. – P. 3802.

65. **Грановский, А. Б.** Динамическая магнитная проницаемость гетерогенных наносистем на основе композитов $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ / А. Б. Грановский, Ю. Е. Калинин, М. А. Каширин, Д. В. Колмаков, В. В. Рыльников, А. В. Ситников, С. А. Вызулин, Е. А. Ганьшина, А. Н. Талденков // ЖЭТФ. – 2017. – Т. 152. – Вып. 2. – С. 363 – 371.

66. **Рыльников, В. В.** Транспортные, магнитные и мемристивные свойства наногранулированного композита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_y)_{100-x}$ / В. В. Рыльников, С. Н. Николаев, В. А. Демин, А. В. Емельников, А. В. Ситников, Е. Э. Никируй, В. А. Леванова, М. Ю. Персняков, А. Н. Талденков, А. Л. Васильев, К. Ю. Черноглазов, А. С. Веденеев, Ю. Е. Калинин, А. Б. Грановский, В. В. Тугушев, А. С. Бугаев // ЖЭТФ. – 2018. – Т. 153. – Вып. 3. – С. 424 – 441.

67. **Дунец, О. В.** Электрические и магнитные свойства мультислойных структур на основе композита $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}$ / О. В. Дунец, Ю. Е. Калинин, М. А. Каширин, А. В. Ситников // ЖТФ. – 2013. – Т. 83, № 9. – С. 114 – 120.

68. **Tsai, C. C.** Superparamagnetic States and Perpendicular Magnetic Anisotropy in Ultrathin MgO/CoFeB/Ta Structures / C. C. Tsai, C.-W. Cheng, M.-C. Tsai, G. Chern // IEEE Transaction on Magnetism. – 2014. – V. 50, № 1. – P. 1401404.

69. **Каблов, Е. Н.** Магнитные свойства и спиновая динамика многослойных гранулированных гетероструктур CoFeB–SiO₂ / Е. Н. Каблов, О. Г. Оспенникова, В. П. Пискорский, Д. В. Королев, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников, Е. И. Куницына, А. Д. Таланцев, В. Л. Бердинский, Р. Б. Моргунов // Физика твердого тела. – 2016. – Т. 58, № 6. – С. 1086 – 1092.

70. **Браун, У. Ф.** Микромагнетизм / У. Ф. Браун : пер. с англ. – М. : Наука, 1979. – 160 с.

71. **Butera, A.** Ferromagnetic resonance in as-deposited and annealed Fe–SiO₂ heterogeneous thin films / A. Butera, J. N. Zhou, J. A. Barnard // Phys. Rev. B. Condens. Matter. – 1999. – V. 60, № 17. – P. 12270.

72. **Aharoni, A.** Introduction to the Theory of Ferromagnetism / A. Aharoni, R. Kronstein. – Oxford University Press, 2000. – 319 p.

73. **Carlotti C.** Brillouin scattering and magnetic excitations in layered structures / C. Carlotti, G. Gubbiotti : in book *La Rivista del Nuovo Cimento*, 1999. – V. 22, № 12. – P. 1 – 60.

74. **Baselgia, L.** Derivation of the resonance frequency from the free energy of ferromagnets / L. Baselgia, M. Warden, F. Waldner, S. L. Hutton, J. E. Drumheller, Y. Q. He, P. E. Wigen, M. Marysko // *Phys. Rev. B. Condens. Matter.* – 1988. – V. 38, № 4. – P. 2237 – 2242.

75. **Таланцев, А. Д.** Ферромагнитный резонанс в монокристаллических спиновых вентилях CoFeB/Ta/CoFeB и пленках CoFeB с перпендикулярной магнитной анизотропией / А. Д. Таланцев, Г. Л. Львова, О. В. Коплак, О. С. Дмитриев, Y. Lu, S. Mangin, P. Б. Моргунов // *ФТТ.* – 2017. – Т. 59. – Вып. 8. – С. 1530 – 1534.

76. **Molina Concha, B.** Surfaces and local anisotropy effect in the magnetic order of Fe–Co–B nanoparticles / B. Molina Concha, R. D. Zysler, H. Troiani, H. Romero // *Physica B. Condens. Matter.* – 2004. – V. 354, № 1. – P. 121 – 124.

77. **Beaurepaire, E.** Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel / E. Beaurepaire, J. Merle, A. Daunois, J. Bigot // *Physical Review Letters.* – 1996. – V. 76, № 22. – P. 4250 – 4253.

78. **Stanciu, C.** All-optical magnetic recording with circularly polarized light / C. Stanciu, F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, T. Rasing // *Physical Review Letters.* – 2007. – V. 99, № 4. – P. 047601.

79. **Mangin, S.** Engineered materials for all-optical helicity-dependent magnetic switching / S. Mangin, M. Gottwald, C.-H. Lambert, D. Steil, V. Uhlir, L. Pang, M. Hehn, S. Alebrand, M. Cinchetti, G. Malinowski et al. // *Nat. Mater.* – 2014. – V. 13, № 3. – P. 286 – 292.

80. **Mathias, S.** Probing the timescale of the exchange interaction in a ferromagnetic alloy / S. Mathias, C. La-O-Vorakiat, P. Grychtol, P. Granitzka, E. Turgut, J. Shaw, R. Adam, H. Nembach, M. Siemens, S. Eich et al. // *Proc. of the Nat. Acad. of Sciences.* – 2012. – V. 109, № 13. – P. 4792 – 4797.

81. **Rudolf, D.** Ultrafast magnetization enhancement in metallic multilayers driven by superdiffusive spin current / D. Rudolf, L. Chan, M. Battiato, R. Adam, J. Shaw, E. Turgut, P. Maldonado, S. Mathias, P. Grychtol, H. Nembach et al. // *Nat. Commun.* – 2012. – V. 3. – P. 1037.

82. **Lambert, C.-H.** All-optical control of ferromagnetic thin films and nanostructures / C.-H. Lambert, S. Mangin, B. S. D. C. S. Varaprasad, Y. K. Takahashi, M. Hehn, M. Cinchetti, G. Malinowski, K. Hono, Y. Fainman, M. Aeschlimann et al. // *Science.* – 2014. – V. 345, № 6202. – P. 1337 – 1340.

83. **Kimel, A. V.** All-optical switching: Three rules of design / A. V. Kimel // *Nat. Mater.* – 2014. – V. 13, № 3. – P. 225–226.

84. **Schubert, C.** All-optical helicity dependent magnetic switching in an artificial zero moment magnet / C. Schubert, A. Hassdenteufel, P. Matthes,

J. Schmidt, M. Helm, R. Bratschitsch, M. Albrecht // *Appl. Phys. Lett.* – 2014. – V. 104, № 8 – P. 082406.

85. **Chimier, B.** Damage and ablation thresholds of fused-silica in femto-second regime / B. Chimier, O. Uteza, N. Sanner, M. Sentis, T. Itina, P. Lassonde, F. Legare, F. Vida, J. C. Kieffer // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V. 84, № 9. – P. 094104.

86. **Romashevskiy, S. A.** Formation of periodic mesoscale structures arranged in a circular symmetry at the silicon surface exposed to radiation of a single femtosecond laser pulse / S. A. Romashevskiy, S. I. Ashitkov, A. V. Ovchinnikov, P. S. Kondratenko, M. B. Agranat // *Applied Surface Science.* – 2016. – V. 374. – P. 12 – 18.

87. **El Hadri, M. S.** Two types of all-optical magnetization switching mechanisms using femtosecond laser pulses // M. S. El Hadri, P. Pirro, C.-H. Lambert, S. Petit-Watelot, Y. Quessab, M. Hehn, F. Montaigne, G. Malinowski, S. Mangin // *Phys. Rev. B.* – 2016. – V. 94, № 6. – P. 064412.

88. **El Hadri, M. S.** Magnetization reversal mechanism leading to all-optical helicity-dependent switching / Thesis doctor of physics. – Nancy : Université de Lorraine, 2016. – 145 p. – URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01441441>

89. **Balling, P.** Femtosecond-laser ablation dynamics of dielectrics: basics and applications for thin films / P. Balling, J. Schou // *Rep. Prog. Phys.* – 2013. – V. 76, № 3. – P. 036502.

90. **Bonsea, J.** Modifying single-crystalline silicon by femtosecond laser pulses: an analysis by micro Raman spectroscopy, scanning laser microscopy and atomic force microscopy / J. Bonsea, K.-W. Brzezinka, A. J. Meixner // *Applied Surface Science.* – 2004. – V. 221, № 1. – P. 215 – 230.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1. Физические принципы спиновой электроники	6
1.1. Гигантское магнитосопротивление	6
1.2. Переключение намагниченности спиновым током	12
2. Приборы на основе спинового тока	15
2.1. Спиновые сенсоры в биологии, медицине	15
2.2. Спиновые ячейки памяти и считывающие головки	30
3. Равновесные стабильные состояния намагниченности спинового вентиля	34
3.1. Теория макроспина и энергетический баланс спинового вентиля	34
3.2. Изменение равновесных намагниченностей с температурой	40
4. Магнитная релаксация тонких пленок	55
4.1. Модели магнитной релаксации	55
4.2. Методы наблюдения магнитной релаксации	60
5. Магнитная релаксация и перемагничивание двойных ферромагнитных слоев	62
5.1. Модель Фаттузо–Лабрунэ	62
5.2. Осцилляции намагниченности спинового вентиля	73
5.3. Необычная динамика доменных стенок	91
6. Микроволновое магнитосопротивление и беспроводное управление переключением спинового вентиля	98
7. Ферромагнитный резонанс в спиновых вентилях	106
8. Островковые структуры с гигантским магнитным сопротивлением	114
8.1. Проблемы островковых структур в спинтронике	114
8.2. Магнитометрия островковых пленок	117
8.3. Определение магнитной анизотропии с помощью ферромагнитного резонанса	121
9. Полностью оптическое переключение намагниченности тонких пленок	126
9.1. Классические современные технологии магнитооптической записи информации	126
9.2. Изменение структуры и намагниченности спиновых вентилей под действием фемтосекундного лазера	128
Заключение	145
Список используемой литературы	147

Научное издание

МОРГУНОВ Роман Борисович
КОПЛАК Оксана Вячеславовна
ТАЛАНЦЕВ Артём Дмитриевич
ДМИТРИЕВ Олег Сергеевич
БЕЗВЕРХНИЙ Александр Иванович

МАГНИТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В УСТРОЙСТВАХ СПИНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Монография

Редактор И. В. Калистратова

Инженер по компьютерному макетированию М. Н. Рыжкова

ISBN 978-5-8265-2003-1



Подписано в печать 19.02.2019.

Дата выхода в свет 28.03.2019.

Формат 60×84/16. 9,06 усл. печ. л.

Тираж 400 экз. (1-й з-д 100). Заказ № 22

Издательский центр ФГБОУ ВО «ТГТУ»
392000, г. Тамбов, ул. Советская, д. 106, к. 14.
Телефон (4752) 63-81-08, 63-81-33.

E-mail: izdatelstvo@admin.tstu.ru

Отпечатано в типографии ФГБОУ ВО «ТГТУ»
392008, г. Тамбов, ул. Мичуринская, д. 112А
Телефон (4752) 63-07-46
E-mail: tipo_tstu68@mail.ru

