

ХИРАЛЬНОСТЬ ФОРМИРУЮЩЕЙСЯ СПИНОВОЙ ПРУЖИНЫ И ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ДВУХСЛОЙНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ

*В. С. Горнаков**, *Ю. П. Кабанов*, *В. И. Никитенко*, *О. А. Тихомиров*

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

*А. И. Шапиро***, *Р. Д. Шульц***

*National Institute of Standards and Technology
MD 20899, Gaithersburg, USA*

Поступила в редакцию 17 февраля 2004 г.

С помощью метода магнитооптических индикаторных пленок визуализировано распределение магнитного момента обменно-связанной двухслойной эпитаксиальной структуры Fe/SmCo, выращенной на подложке MgO(110). Определены направление и величина эффективной намагниченности в процессе воздействия на эту структуру внешних магнитных полей, меняющихся по величине и направлению, а также после их снятия. Показано, что такая гетероструктура перемагничивается посредством неоднородного вращения магнитного момента как по толщине образца, так и в его плоскости. Под действием поля, антипараллельного оси однонаправленной анизотропии, в различных участках пленки магнитомягкого ферромагнетика формируются спиновые пружины с противоположной хиральностью. Их вклад в суммарную намагниченность компенсируется, что приводит к уменьшению усредненного магнитного момента и остаточной намагниченности без их вращения. При отклонении поля от легкой оси баланс нарушается и в образце наблюдается квазиоднородное вращение магнитного момента. Обнаружена асимметрия его вращения при изменении знака поля, а также при проведении повторных циклов перемагничивания. Установлено, что монохиральная спиновая пружина формируется также во вращающемся плоскостном магнитном поле, превышающем критическое значение. Обсуждаются возможные механизмы перемагничивания в данной системе с учетом исходной разориентации направлений намагниченности магнитомягкого слоя относительно легкого направления, задаваемых дисперсией осей однонаправленной анизотропии этого слоя на межфазной поверхности.

PACS: 75.50.-y, 75.60.Ch, 75.60.Jk, 75.70.Cn

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание слоистых нанокompозитных материалов открыло новую главу в физике магнетизма [1]. Обменное взаимодействие на границе раздела между слоями с различным магнитным порядком формирует принципиально новое основное состояние гетерофазного магнетика, коренным образом изменяет поведение спинов во внешнем магнитном поле и приводит к возникновению ряда необычных явлений [2–7]. Среди них выделяются феномен однона-

правленной (обменной) анизотропии, проявляющейся в сдвиге петель гистерезиса вдоль оси магнитного поля относительно начала координат, значительное увеличение коэрцитивной силы ферромагнетика, аномалии вращательного гистерезиса двухслойной структуры и т. д. Эффект обменного сдвига петли гистерезиса может достигать многих десятков эрстед и уже используется в датчиках магнитного поля, основанных на явлении гигантского магнитного сопротивления, а также в новых элементах компьютерной памяти.

Несмотря на то что свойства нанокompозитных двухслойных структур, состоящих из обменно-свя-

*E-mail: gornakov@issp.ac.ru

**A. J. Shapiro, R. D. Shull.

занных магнитомягкого и магнито жесткого ферромагнитных слоев, изучаются очень интенсивно, ряд фундаментальных особенностей их перемагничивания остается невыясненным. К настоящему времени широко обсуждается простейший механизм, связанный с формированием во внешнем магнитном поле одномерной гетерофазной спиновой спирали (обменной пружины). В пружине такого типа спины в соседних атомных плоскостях магнитомягкого слоя под воздействием внешнего поля плавно разворачиваются от направления эффективного поля на поверхности к направлению поля однонаправленной анизотропии вблизи межфазной границы [8–11]. Расчеты с использованием этой идеализированной модели лишь качественно объясняют некоторые из наблюдаемых особенностей перемагничивания: наличие обменного сдвига частной петли гистерезиса гетероструктуры, критические поля для начала формирования спиновой спирали, последующую обратимость начального этапа перемагничивания.

При анализе поведения реальных слоистых наноконструкций необходимо учитывать, что эквивалентность энергии обменной спиновой пружины относительно направления ее закручивания может приводить к зарождению в кристалле областей с разнонаправленным вращением спинов в различных участках пленки. Реальный кристалл содержит магнито статические поля, дефекты кристаллической решетки, границы блоков, зерен, шероховатости межфазной границы. Все это вызывает разориентацию направлений полей анизотропии и может стимулировать разворот спинов в противоположных направлениях.

Аналогичные двумерные спиновые спирали, но топологически стабильные — доменные границы — формируются в тонких пленках и массивных образцах гомогенных ферромагнетиков [12, 13]. Обычно доменные стенки содержат субдомены, характеризующиеся различной хиральностью и разделенные блоховскими линиями, которые, в свою очередь, могут быть разделены блоховскими точками. Процессы образования и динамические свойства двумерных и трехмерных стенок в этих материалах изучены достаточно подробно как теоретически, так и экспериментально [13–15].

В тонкопленочных гетерофазных магнетиках анализ таких явлений лишь начинает разворачиваться. Однако уже ясно, что их исследование является необходимым шагом на пути к адекватному описанию микромеханизмов перемагничивания слоистых магнитных наноконструкций. Другой важной особенностью является тот факт, что толщина магнитомягкого слоя в типичных структурах, состо-

ящих из магнитомягких и магнито жестких слоев, не превышает (и обычно существенно меньше) параметра ширины блоховской стенки $\delta \sim \sqrt{A/K}$, где A и K — соответственно энергия обмена и энергия магнитокристаллической анизотропии. Это означает, что весь процесс перемагничивания магнитомягкого слоя происходит только за счет зарождения и эволюции параллельной поверхности пленки частичной доменной границы (спиновой спирали или обменной пружины), а не ее поступательного движения, как это происходит в однофазных материалах. Более того, полное переключение намагниченности в магнитомягком слое (и во всей гетероструктуре) должно сильно зависеть от взаимодействия формирующейся обменной пружины со спиновыми подсистемами, локализованными как в основном массиве магнито жесткого слоя, так и в области межфазной границы.

Границы перехода в квазидвумерной гетерофазной обменной пружине между областями с различной хиральностью в какой-то мере аналогичны хорошо известным блоховским линиям в доменных границах, но должны характеризоваться специфичной нетривиальной спиновой структурой, так как ограничены не доменами, а поверхностями раздела фаз. К настоящему времени прямое экспериментальное изучение процесса формирования и развития спиновой спирали, составляющей частичную доменную границу, под воздействием внешнего магнитного поля, удалось осуществить на двухслойной тонкопленочной гетероструктуре [16] с помощью техники магнитооптических индикаторных пленок [17]. В работах [16, 17] был исследован начальный процесс перемагничивания слоистого наноконструкта, состоящего из тонкого (50 нм) магнитомягкого слоя железа и высококоэрцитивного слоя SmCo (35 нм), выращенного на поверхности (100) монокристалла MgO . Было обнаружено, что вопреки теоретическим предсказаниям в поле, строго антипараллельном полю макроскопической однонаправленной анизотропии, одномерная обменная пружина (или спиновая спираль) не формировалась. Система перемагничивалась неоднородным вращением спинов с образованием двумерной спиновой спирали, а усредненный по толщине гетероструктуры магнитный момент M оставался направленным вдоль поля однонаправленной анизотропии. Квазиодномерная спиновая спираль образовывалась лишь в том случае, когда магнитное поле было наклонено по отношению к легкой оси. Только в этом случае эволюция пружины при возрастании поля сопровождалась поворотом вектора M .

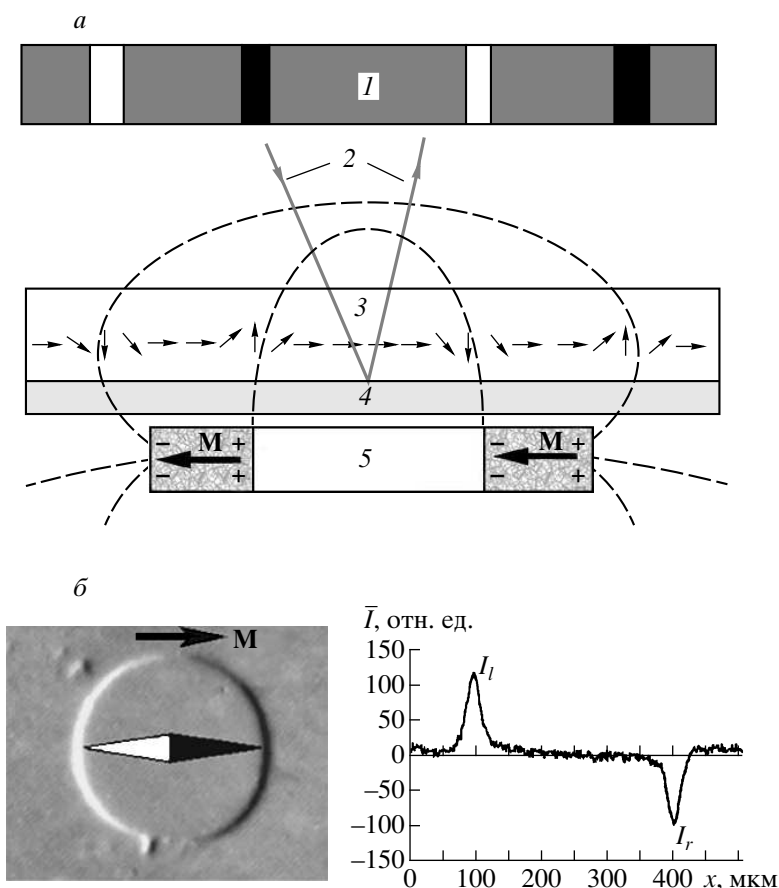


Рис. 1. Определение направления намагниченности с помощью магнитооптической индикаторной пленки. *а)* Схема эксперимента и магнитооптический контраст, обусловленный полями рассеяния: 1 — распределение магнитооптического контраста; 2 — линейно поляризованный свет; 3 — индикаторная пленка; 4 — напыленный зеркальный слой алюминия; 5 — образец с отверстием. *б)* Магнитооптический портрет намагниченности вблизи края отверстия и профиль интенсивности магнитооптического сигнала

В работе [18] была исследована та же, что и в [16, 17], система Fe/SmCo, но с несколько другими толщинами слоев и выращенная на поверхности монокристалла MgO иной ориентации, а именно (110). Авторы работы [18] наблюдали поворот вектора \mathbf{M} как в процессе перемагничивания одного магнитомягкого слоя, так и после снятия большого внешнего магнитного поля, стимулировавшего проникновение обменной пружины из магнитомягкого слоя в высококоэрцитивный. Последний эффект — отклонение остаточной усредненной намагниченности от первоначального направления, параллельного оси однонаправленной анизотропии, — ранее не предсказывался. Он был интерпретирован авторами работы [18] как результат конкуренции внутреннего и межслойного обменов с возникновением кажущегося биквадратичного взаимодействия аналогич-

но модели Слончевского [19]. Следует подчеркнуть, что в работе [18] поворот усредненной намагниченности, свидетельствующий о формировании одномерной обменной пружины, наблюдался в поле, номинально антипараллельном оси анизотропии, в отличие от результатов, представленных в [17].

С целью выяснения условий и механизмов формирования обнаруженных в [16–18] эффектов, а также реализации одной из возможных мод переключения, связанных с зарождением спиновых спиралей различных размерностей, в настоящей работе была детально исследована зависимость эволюции суммарного магнитного момента в структуре, состоящей из магнитомягкого и магнито жесткого слоев, от угла между внешним полем и направлением поля макроскопической однонаправленной анизотропии при повторяющихся циклах перемагничивания.

В результате было показано, что в нанокompозите Fe/SmCo на подложке MgO(110) в поле, антипараллельном однонаправленной анизотропии, также формируется неоднородная двумерная спиновая спираль, причем в очень узком (менее одного градуса) интервале разориентаций этих полей. Был также обнаружен новый эффект асимметрии развития обменной пружины при изменении знака поля на повторных циклах перемагничивания.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Образец представлял собой эпитаксиальную структуру Fe/SmCo/Cr, нанесенную методом магнетронного распыления на монокристаллическую подложку MgO(110). Толщина магнито жесткого слоя составляла 35 нм, магнитомягкого — 50 нм, толщина буферного слоя хрома — 20 нм. Более детально технология изготовления описана в [11].

Процессы перемагничивания исследовались путем визуализации магнитных полей рассеяния с использованием магнитооптической индикаторной пленки [17, 20], помещенной непосредственно на поверхность образца (рис. 1а). В отсутствие внешних полей магнитный момент индикаторной пленки ориентирован в плоскости пленки, но под действием нормальной компоненты полей рассеяния образца локальная намагниченность индикаторной пленки отклоняется от плоскости, вызывая вращение плоскости поляризации света вследствие эффекта Фарадея. Поляризованный свет падает перпендикулярно на индикаторную пленку и отражается от прилегающей к образцу поверхности, покрытой для улучшения отражения тонким слоем алюминия. При слегка раскрененных поляризаторе и анализаторе в зависимости от величины и знака локального поля рассеяния магнитооптическое изображение выглядит темным или светлым с соответствующими вариациями интенсивности.

Для анализа намагниченности в плоскости образца в нем проделывалось сквозное круглое отверстие диаметром 300 мкм (рис. 1б). При однородной намагниченности M образца ее направление определялось по ориентации оси симметрии (показана компасной стрелкой) магнитооптического портрета, формируемого компонентами поля рассеяния на краю круглого отверстия. Следует отметить, что магнитостатическое поле вокруг зондового отверстия, так же как и поля рассеяния, связанные с ограничивающими пленку краями, не приводили к

появлению замыкающих доменов и не оказывали сколько-нибудь заметного влияния на процессы ее намагничивания. Количественной характеристикой намагниченности служит усредненная величина интенсивности магнитооптического сигнала

$$\bar{I} = (I_l + I_r)/2,$$

где I_l и I_r — максимальные значения интенсивности соответственно на «темном» и «светлом» краях. Эта величина определяется углом Фарадеевского вращения плоскости поляризации света, пропорционального перпендикулярной компоненте поля рассеяния на краю отверстия и, следовательно, усредненной по толщине образца намагниченности в плоскости.

В области больших внешних полей H ($\mu_0 H > 100$ мТл) прямое наблюдение магнитной структуры затруднено, поскольку сильное поле «укладывает» магнитный момент индикатора в плоскости пленки. В этом случае фиксируется магнитооптический портрет остаточной намагниченности после приложения и выключения поля нужной величины.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 приведена петля гистерезиса исследуемой двухслойной системы, полученная с помощью СКВИД-магнитометра при ориентации поля вдоль легкой оси магнито жесткой пленки Sm₂Co₇. Хоро-

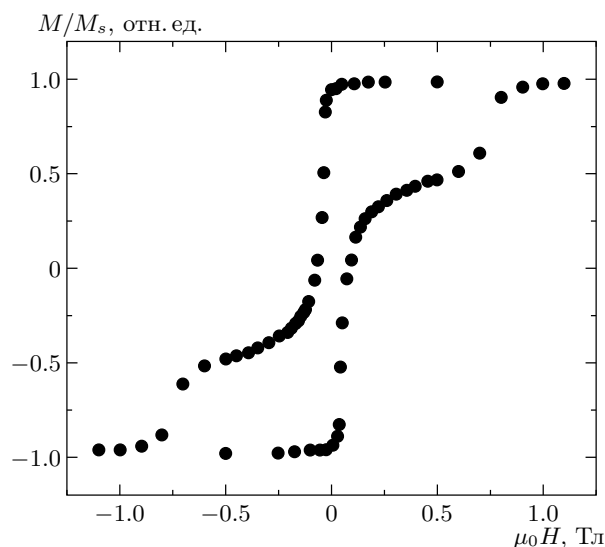


Рис. 2. Петля гистерезиса образца Fe/SmCo, полученная с помощью СКВИД-магнитометра

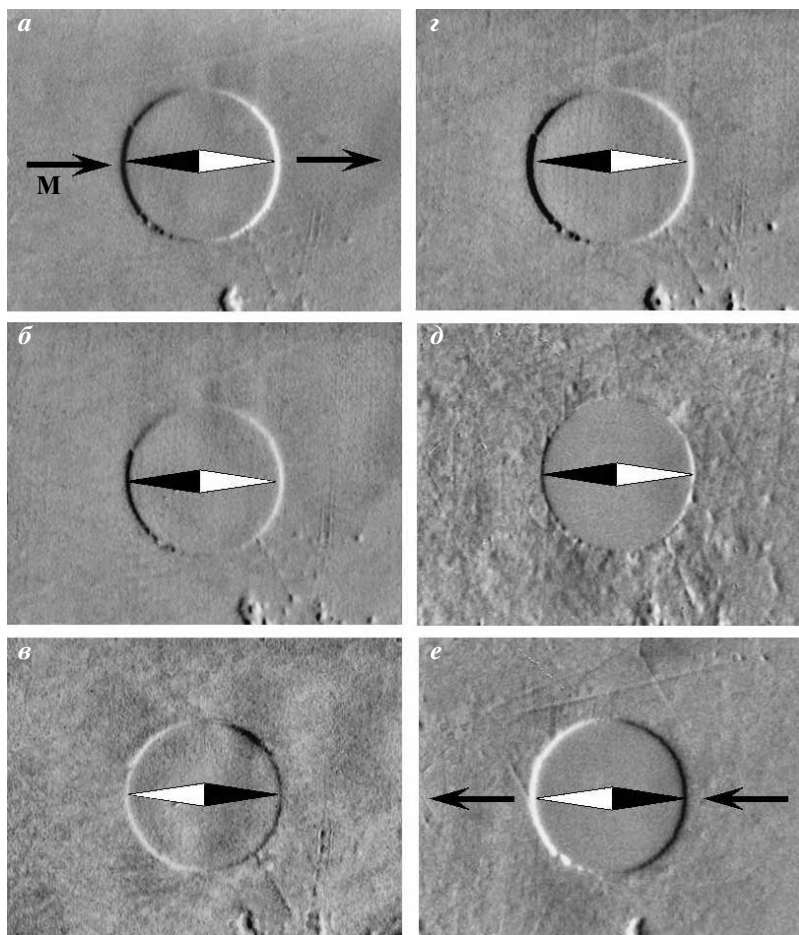


Рис. 3. Эволюция магнитооптического портрета системы Fe/SmCo при ее обратимом (*a–г*) и необратимом (*г–e*) перемагничивании вдоль легкой оси: *a* — исходное состояние ($H = 0$) после снятия большого положительного поля $\mu_0 H = +7.0$ Тл; *б, в* — соответственно при $\mu_0 H = -0.02, -0.09$ Тл; *г, д, e* — после снятия поля соответственно $\mu_0 H = -0.09, -0.75, -0.87$ Тл

шо видны две характерные стадии процесса перемагничивания, первая из которых связана преимущественно с магнитомягким слоем железа (приблизительно до 150 мТл), вторая — с магнито жестким слоем SmCo.

Выявленные с помощью магнитооптической индикаторной пленки особенности поведения намагниченности показаны на рис. 3. В исходном состоянии направление намагниченности в мягком и жестком слоях совпадают благодаря индуцированной слоем SmCo однонаправленной обменной анизотропии. Магнитооптический сигнал, пропорциональный величине поля рассеяния, обращается в нуль в тех точках, где направление намагниченности совпадает с касательной к краю отверстия (рис. 3*a*). Вдоль горизонтальной оси, где радиальная компонента на-

магниченности и плотность наведенных магнитных зарядов на крае отверстия максимальны, наблюдается сильный магнитооптический сигнал, причем его знак противоположен на правом и левом краях (положительные и отрицательные магнитные заряды). Наблюдаемая картина полей рассеяния отражает двумерное распределение намагниченности, усредненной по толщине.

В результате приложения магнитного поля противоположной полярности распределение намагниченности изменяется. Это проявляется в уменьшении магнитооптического контраста на краях отверстия (рис. 3*б*). При дальнейшем увеличении поля, кроме того, наблюдаются пространственные флуктуации магнитооптического сигнала, соответствующие неоднородному распределению намагниченно-

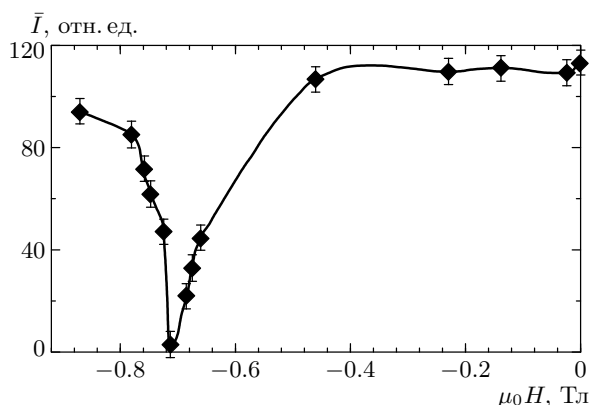


Рис. 4. Изменение усредненной максимальной интенсивности \bar{I} остаточного магнитооптического сигнала на краю отверстия при перемагничивании вдоль легкой оси

сти вдоль поверхности образца. Обращение магнитооптического контраста соответствует изменению направления намагниченности на 180° (рис. 3в). Если приложенное поле относительно невелико, то перемагничивание является полностью обратимым, и после снятия поля восстанавливается исходная картина: оба слоя намагничены вдоль направления легкой оси (рис. 3г). В более сильных полях обратимость утрачивается и магнитооптический контраст не восстанавливает исходной величины после выключения поля. Тем не менее направление остаточной намагниченности, выявляемое по оси симметрии магнитооптического изображения на краях отверстия, остается неизменным и совпадающим с направлением легкой оси (рис. 3д). При дальнейшем увеличении намагничивающего поля остаточный магнитооптический контраст убывает до нуля и затем появляется вновь, но с противоположным знаком. На рис. 3е нетрудно видеть, что в максимально достижимом в эксперименте поле магнитооптический контраст практически достигает исходной абсолютной величины.

Помимо визуального наблюдения качественных особенностей процесса перемагничивания, метод магнитооптической индикаторной пленки позволяет измерять его численные характеристики. На рис. 4 представлено изменение усредненной интенсивности \bar{I} , соответствующей изменению остаточной намагниченности исследуемой структуры в результате воздействия магнитного поля вдоль легкой оси. Интенсивность магнитооптического сигнала получена путем цифровой обработки изображений полей рассеяния, подобных представленным на

рис. 3, вблизи края отверстия. Видно, что вплоть до полей 0.5 Тл изменения намагниченности являются полностью обратимыми (остаточная намагниченность близка к исходному значению) и лишь в окрестности 0.7 Тл происходит быстрое уменьшение магнитооптического сигнала практически до нуля с обращением контраста при последующем увеличении поля. Однако важно отметить, что исходная интенсивность полностью не восстанавливается вплоть до 0.9 Тл, а значит, и структура до насыщения не намагничивается.

Наблюдаемая картина изменения магнитооптического портрета в поле, направленном вдоль легкой оси, соответствует перемагничиванию системы посредством неоднородного вращения намагниченности в областях с субмикронным масштабом (за пределами пространственного разрешения оптической микроскопии). Подобная мода перемагничивания наблюдалась ранее в двухслойных структурах Fe/SmCo с ориентацией (100) подложки MgO [17].

Описанная кинетика перемагничивания находится в очевидном противоречии с результатами работы [18], в которой наблюдалось однородное вращение остаточной намагниченности в идентичных по составу двухслойных структурах с несколько различающимися структурно-геометрическими характеристиками. Нами было установлено, что переход к квазиоднородной моде перемагничивания, соответствующей образованию в образце макроскопической обменной пружины, происходит при небольшом (порядка долей градуса) отклонении прикладываемого поля от оси легкой намагничивания. Такой механизм перемагничивания иллюстрируется на рис. 5. Поле направлено под углом $\alpha = -3^\circ$ к легкой оси. Вместо постепенного исчезновения и обращения магнитооптического контраста, наблюдавшегося в эксперименте с ориентацией поля, антипараллельной оси однонаправленной анизотропии, здесь возникает поворот намагниченности в плоскости пленки. Как и в случае строго антипараллельного поля, первый этап перемагничивания является обратимым и намагниченность возвращается к исходной величине и направлению после выключения поля. С ростом поля результирующий вектор остаточной намагниченности также начинает отклоняться от легкой оси (рис. 5б–д). Одновременно с вращением несколько уменьшается величина магнитооптического контраста, что свидетельствует о неоднородности процесса. Однако уменьшение контраста до нуля, наблюдавшееся в строго антипараллельном поле, в этом случае не происходит, и направление остаточной намагниченности легко определяется при любой

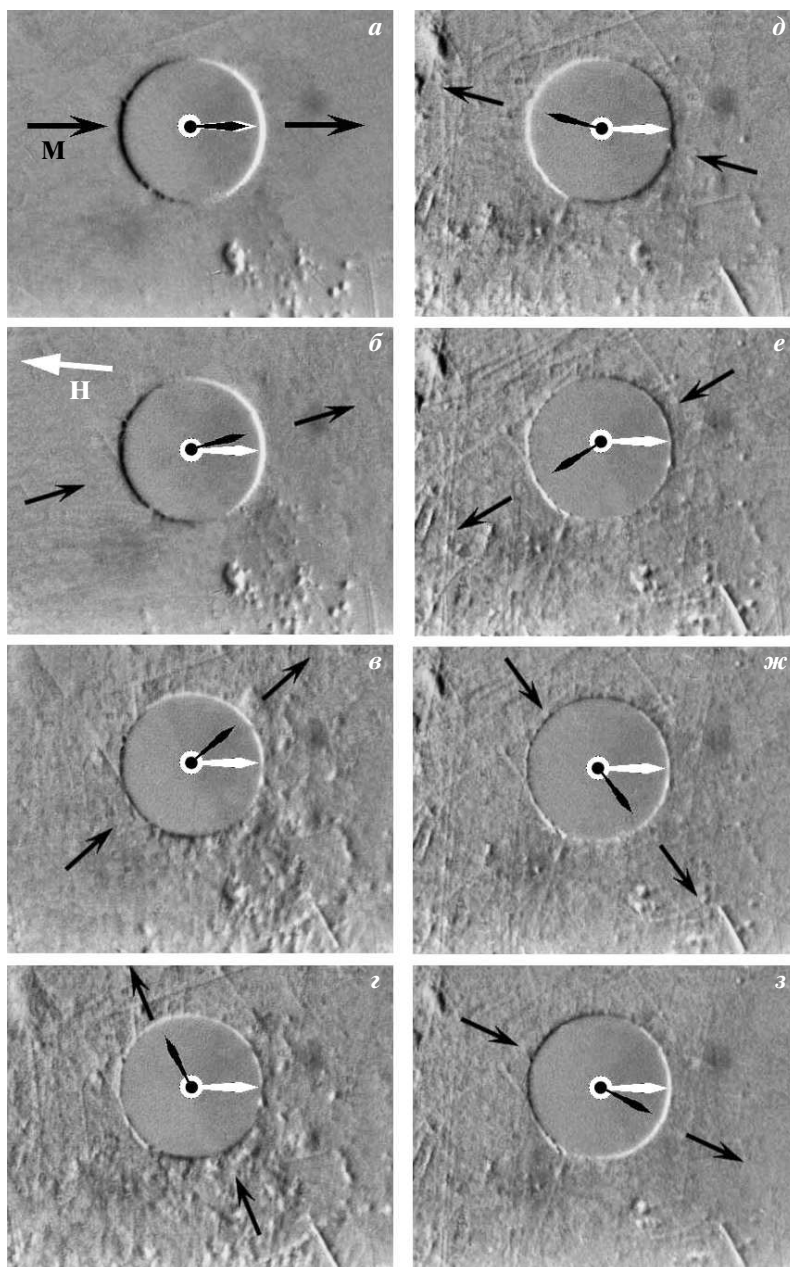


Рис. 5. Перемагничивание гетероструктуры Fe/SmCo при небольшом ($\alpha \approx -3^\circ$) отклонении поля от легкой оси в исходном состоянии $H = 0$ (а) и при $\mu_0 H = -0.57$ Тл (б), -0.72 Тл (в), -0.78 Тл (г), -0.87 Тл (д), $+0.35$ Тл (е), $+0.48$ Тл (ж), $+0.57$ Тл (з). Показано состояние намагниченности после снятия поля. Светлая и темная стрелки внутри отверстия демонстрируют соответственно направления оси однонаправленной анизотропии и суммарной намагниченности

величине приложенного поля.

При изучении полного цикла перемагничивания (т. е. со сменой знака поля) было обнаружено еще одно интересное явление. Направление вращения вектора остаточной намагниченности в поле противоположного знака в ряде случаев совпадало с направ-

лением вращения вектора \mathbf{M} на предыдущей ветви петли гистерезиса (рис. 5б–з). Другими словами, угол этого поворота, изменяясь в предыдущем полцикле перемагничивания против часовой стрелки, продолжал изменяться в ту же сторону до угла 360° , совпадающего с исходным углом $\varphi = 0$. При

дальнейшем повторении таких циклов перемагничивания это направление вращения оставалось неизменным. В некоторых других случаях изменение угла φ имело противоположный знак на нисходящей и восходящей ветвях петли гистерезиса, т.е. промежуточные направления остаточной намагниченности при обратном перемагничивании повторяли в обратном порядке уже пройденные положения, а значения угла φ от 180° до 360° в этом случае не реализовывались вообще.

Для исследования закономерностей обнаруженной асимметрии в эволюции и знаке закрутки спиновой пружины была выполнена серия циклов перемагничивания при различных углах наклона магнитного поля к легкой оси. Некоторые результаты этих экспериментов приведены на рис. 6. Оказалось, что угол поворота остаточной намагниченности чрезвычайно чувствителен к знаку и относительной величине перпендикулярной к легкой оси компоненты магнитного поля. При неоднородном вращении остаточной намагниченности, наблюдавшемся в строго параллельном легкой оси поле, угол φ при всех значениях этого поля равен нулю и лежит на оси абсцисс этого рисунка. Отклонение даже на небольшие углы (около 1°) приводит, как уже описывалось, к смене режима перемагничивания и появлению ненулевого угла поворота остаточной намагниченности (рис. 6а). При малых углах наклона изменение угла φ остается сравнительно небольшим вплоть до определенного критического значения поля, при котором происходит резкое увеличение этого угла. При дальнейшем увеличении поля он быстро достигает максимального значения (близкого к 180°). При изменении знака наклона поля относительно легкой оси направление поворота остаточной намагниченности также изменится на противоположное. Расходящиеся кривые на рис. 6а получены при относительном повороте внешнего поля всего на 1° .

Нами было обнаружено, что увеличение угла наклона поля относительно легкой оси существенно изменяет эволюцию спиновой пружины. Так, поворот поля всего на $\pm 10^\circ$ приводит к уменьшению результирующего угла остаточной намагниченности от 180° примерно до 70° (кривые 3 и 4 на рис. 6б). Меняется также ширина интервала полей, в которых происходит заметное изменение φ : вместо резкого увеличения угла к значениям, близким к 180° (рис. 6а), поворот остаточной намагниченности осуществляется постепенно (кривые 1–5). Рисунок 6 иллюстрирует также описанную выше асимметрию направления закрутки спиновой пружины при смене

знака перемагничивающего поля. Если поле было наклонено относительно оси легкого намагничивания под небольшим углом против часовой стрелки, то направление поворота остаточной намагниченности \mathbf{M} после смены знака поля совпадало с направлением вращения на предшествовавшем полуцикле процедуры перемагничивания (кривая 1 на рис. 6б). Таким образом, угол закрутки φ менялся от 180° до 360° . Если же поле было наклонено в другую сторону, направление закрутки спиновой пружины менялось на противоположное и угол φ проходил в обратном порядке те же значения, что и в предыдущем полуцикле (кривая 5). Поскольку интервалы углов $180^\circ \dots 360^\circ$ и $-180^\circ \dots 0$ физически эквивалентны, можно сделать вывод, что при перемагничивании образца в слабо наклоненном поле от -0.9 Тл до $+0.9$ Тл существует выделенное направление вращения остаточной намагниченности. Рисунок 6б свидетельствует также, что при больших углах наклона поля (свыше примерно 7°) направление изменения угла φ в обратном полуцикле всегда противоположно исходному (кривые 3, 4). Из рисунка видно, что этот вариант осуществляется всегда, когда угол поворота остаточной намагниченности после приложения максимального поля 0.9 Тл не достигает по абсолютной величине 120° .

Перемагничивание многослойных магнитных систем отличается большим разнообразием механизмов по сравнению с переключением объемных материалов. Главная причина этого заключается в наличии дополнительных факторов — межслойного обменного взаимодействия и однонаправленной обменной анизотропии. Большинство авторов при рассмотрении перемагничивания подобных систем ограничиваются одномерными моделями, рассматривая лишь пространственные вариации намагниченности перпендикулярно слоям и считая распределение вдоль остальных двух координат однородным [8–11]. Однако из опыта исследований объемных образцов хорошо известно, что идеализированные механизмы однородного перемагничивания чрезвычайно редко осуществляются в реальных образцах и решающее воздействие на перемагничивание конкретной системы оказывают неоднородности кристаллической структуры и магнитостатические поля.

Один из путей влияния неоднородностей на перемагничивание гетероструктур со спиновой пружиной был рассмотрен в работе [18] при объяснении явления необратимого поворота остаточной намагниченности. Было показано, что решающую роль при этом играет конкуренция между межслойным

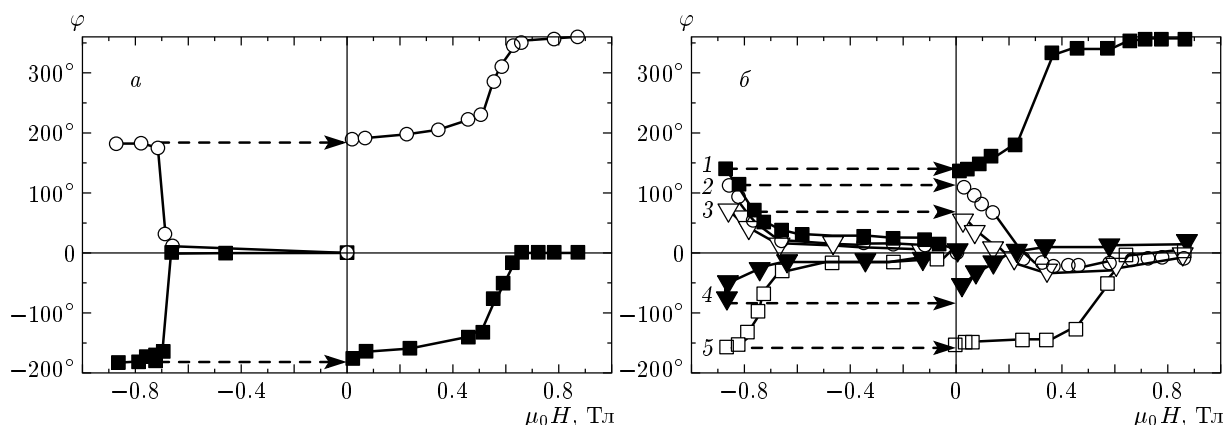


Рис. 6. Вращение остаточной намагниченности при различных углах наклона перемагничивающего поля к легкой оси: *a* — малые углы $\alpha = +0.5^\circ$ и $\alpha = -0.5^\circ$; *b* — большие углы $\alpha = -6^\circ$ (1), -8° (2), -10° (3), $+15^\circ$ (4), $+5^\circ$ (5). Штриховые линии со стрелками соответствуют переходам от отрицательного полуцикла перемагничивания к положительному

обменным взаимодействием и обменом внутри мягкого слоя. Наличие мелкомасштабных (сравнимых с типичным размером зеренной структуры образца) доменов противоположной полярности в слое SmCo должно формировать в магнитомягком слое соответствующую «доменную структуру» из локальных спиралей противоположной хиральности. С другой стороны, возникновение таких быстрых пространственных вариаций намагниченности в слое железа существенно повысило бы как обменную, так и магнитоэлектронную энергию системы. В результате конкуренции двух противоположных тенденций может реализоваться промежуточное состояние, в котором намагниченность магнитомягкого слоя примерно однородна вдоль двух плоскостных координат, но повернута на некоторый компромиссный угол относительно намагниченности магнито жесткого слоя [18]. Угол поворота остаточной намагниченности будет определяться относительной плотностью доменных состояний в слое SmCo, причем домены противоположной полярности выступают в качестве локальных источников нанопружин, закручивающих остаточную намагниченность мягкого слоя в ту или иную сторону. Поворот остаточного момента магнитомягкого слоя в силу перестройки доменной структуры слоя SmCo по внешнему виду сходен с проявлением гипотетического биквадратного обменного взаимодействия, наличие которого в слоистых магнитных системах широко обсуждается в последнее десятилетие [19, 21–23]. Косвенным подтверждением того, что наблюдаемый разворот вектора остаточной намагниченности не является

результатом какого-либо добавочного фундаментального взаимодействия, служит тот факт, что перпендикулярная конфигурация магнитных моментов слоев, характерная для биквадратного обмена, выглядит неустойчивой и практически не наблюдается в экспериментах (см. рис. 5 и рисунки в [18]), в то время как прочие промежуточные ориентации спинов представлены достаточно широко.

Соображения, изложенные в [18], объясняют механизм вращения остаточной намагниченности в условиях, когда в образце может сформироваться квазиоднородная спиновая пружина. Тем не менее полученные нами результаты показывают, что такие условия реализуются не всегда. Более того, перемагничивание многослойных систем оказывается в сильной зависимости от начальных условий образования и эволюции макроскопической спиновой пружины.

Одним из случаев, когда предложенный в [18] механизм не работает, является перемагничивание в строго параллельном легкой оси поле. Наиболее вероятной причиной, не дающей сформироваться в образце монохиральной спиновой пружине, является дисперсия осей анизотропии, связанная с наличием в образце столбчатой нанозеренной структуры, пронизывающей все слои образца. В качестве механизмов такой дисперсии рассматривались слабая разориентация кристаллографических осей в зернах, неоднородные напряжения, сосуществование различных кристаллических модификаций составов SmCo, а также наличие ступенек на межслойной границе [24]. При наличии перпендикулярной к легкой оси компоненты магнитного поля она опре-

деляет более благоприятное направление закрутки спинов, и зародыши спиновых пружинок в каждом зерне закручиваются в одном и том же направлении. Хотя в силу существования реального потенциального рельефа этот процесс неизбежно будет неоднородным, наличие сильного обменного взаимодействия сглаживает эти неоднородности, организуя плавное распределение спинов на относительно больших пространственных масштабах. Если же поперечная компонента поля отсутствует, направление закрутки в каждом зародыше спиновой пружины выбирается случайным образом в зависимости от локального потенциального микрорельефа. Взаимодействие таких разнохиральных зародышей неизбежно вызовет резкое возрастание как обменной энергии, так и энергии полей размагничивания, которая в магнитомягком материале чрезвычайно велика. Возникающую в результате магнитную конфигурацию представить довольно трудно, но наиболее вероятно, что это будет мелкодисперсная трехмерная вихревая структура, построенная на балансе магнитостатической и обменной энергий. Элементарные процессы перемагничивания в этом случае осуществляются на малых пространственных масштабах и не разрешаются оптической микроскопией (рис. 3*д*).

Другим не вполне ясным моментом является сильная зависимость процесса вращения остаточной намагниченности от угла наклона магнитного поля к легкой оси. Одним из возможных объяснений может служить незавершенность процессов перемагничивания в слое SmCo даже в максимальном для нашего эксперимента поле. Однако маловероятно, чтобы небольшое уменьшение продольной компоненты поля при сравнительно малом угле наклона приводило к столь резкому изменению кривых перемагничивания (см. рис. 6*а*). Более вероятно, что причину следует искать в магнитомягком слое. Здесь обращает на себя внимание тот факт, что направление закрутки спиновых пружинок еще не столь очевидно, вращение вектора намагниченности \mathbf{M} фактически неустойчиво, процесс перемагничивания идет лавинообразно и большая часть промежуточных углов «проскакивается», переходя сразу к противоположной ориентации. Возможно, имеет место определенная конкуренция между вращением и «180-градусным переключением» намагниченности, что косвенно подтверждается уменьшением магнитооптического контраста на краях отверстия в образце (см. рис. 4). Причины «подавления» поворота остаточной намагниченности при большом угле наклона (см. рис. 6*в*) в настоящее время не вполне ясны. Это может быть связано, например, с возрастанием маг-

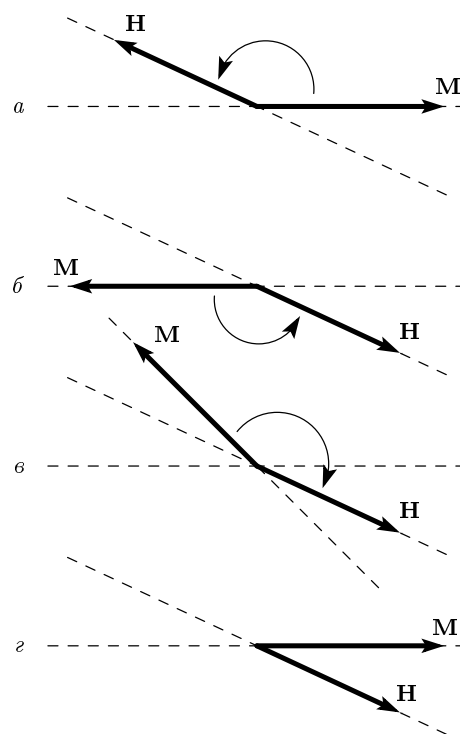


Рис. 7. Направление закрутки спиновой пружины при прохождении полного цикла перемагничивания в наклонном поле: *а* — первый полуцикл перемагничивания; *б* — воздействие обратного поля на перемагниченные участки; *в* — воздействие поля на наклонную намагниченность мягкого слоя; *г* — отсутствие спиновой пружины в макроскопических остаточных доменах

нитостатической энергии либо с некоторой метастабильностью остаточной разнохиральной структуры при изменении ее пространственного масштаба.

Что касается асимметрии вращения при выполнении полного цикла процедуры перемагничивания, ее причина также может заключаться в начальном направлении закрутки спиновой пружины. Пусть образец вначале перемагничивался в поле, направленном влево (рис. 7*а*). Макроскопическая спиновая спираль при этом должна закручиваться в сторону, где намагниченность совпадает с поперечной компонентой поля, как это изображено на рисунке. В результате в магнито жестком слое формируются домены с намагниченностью, направленной влево (рис. 7*б*). В ту же сторону, заданную новым направлением наведенной однонаправленной анизотропии, будут обращены после снятия поля спины магнитомягкого слоя. Тем не менее наличие неперемагниченной части объема магнито жесткого слоя, содержащей спины, ориентированные в прежнем направлении (впра-

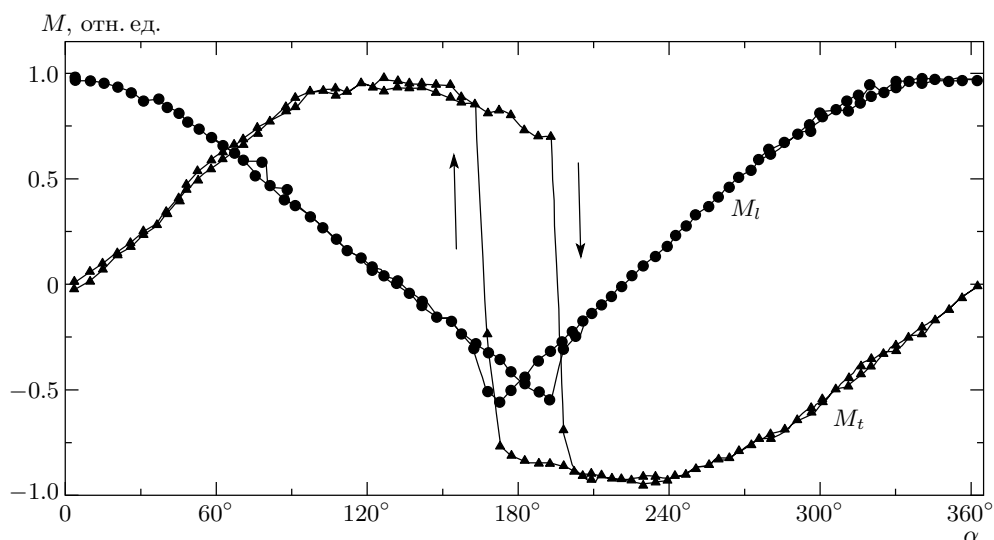


Рис. 8. Продольная и поперечная компоненты намагниченности во вращающемся магнитном поле $\mu_0 H = 0.05$ Тл

во, рис. 7з), обуславливает возникновение между ними промежуточных областей с не полностью перевернутыми магнитными моментами в магнитомягком слое. В результате намагниченность магнитомягкого слоя в этих областях окажется несколько отклонена от направления легкой оси (рис. 7в), и будет действовать в качестве локализованных нанопружин, стремящихся развернуть часть спинов этого слоя в прежнем направлении.

При приложении внешнего магнитного поля в обратном направлении направление закрутки новой спиновой пружины будет определяться знаком поперечной проекции поля. Легко видеть, что в идеальном случае полного перемагничивания более благоприятным является продолжение вращения в том же направлении (рис. 7б). Однако в силу незавершенности процессов перемагничивания в жестком слое остаточная намагниченность после первого полупериода часто составляет заметный угол с легкой осью (см. рис. 6). Если это отставание достаточно велико, то знак поперечной проекции поля оказывается противоположным, и спиновая пружина начинает закручиваться в обратном направлении (рис. 7в). Таким образом, в зависимости от распределения намагниченности внутри кристалла возможны три варианта локального воздействия магнитомягкого слоя на магнитомягкий при обратном перемагничивании: в прежнем направлении от перемагниченных в предыдущем полупериоде участков (рис. 7б), в обратном направлении от участков с наклонной намагниченностью (рис. 7в), а также близкий к нулево-

му момент закрутки от крупных неперемагниченных областей (рис. 7з). Развитие суммарной макроскопической спиновой спирали определится статистическим вкладом в процесс перемагничивания этих трех состояний. Поскольку остаточная намагниченность сильнее всего не доворачивается до 180° при больших углах наклона поля (см. рис. 6), знак ее вращения в новом полупериоде перемагничивания при этом всегда должен сменяться на противоположный, что и наблюдается в эксперименте.

Таким образом, если в образце существует даже сравнительно слабый фактор, снимающий вырожденность состояния обменной пружины относительно ее хиральности, то формирование макроскопической спиновой спирали оказывается значительно более выгодным по сравнению с неоднородным вращением магнитного момента. Это подтверждается экспериментами, в которых вместо перемагничивания в фиксированном направлении для формирования спиновой пружины использовалось вращающееся магнитное поле постоянной величины. Измерение продольной M_l и поперечной M_t компонент намагниченности в зависимости от угла поворота поля демонстрирует изменение знака закрутки спирали при отклонении поля от легкой оси на угол $15\text{--}20^\circ$ (скачки величины M_t на рис. 8). В этом эксперименте, как и при перемагничивании вдоль фиксированного направления при $\varphi \neq 0$, магнитооптический портрет иллюстрирует вращение намагниченности (рис. 9а-г), причем уменьшение интенсивности в данном случае не наблюдается в силу полной од-

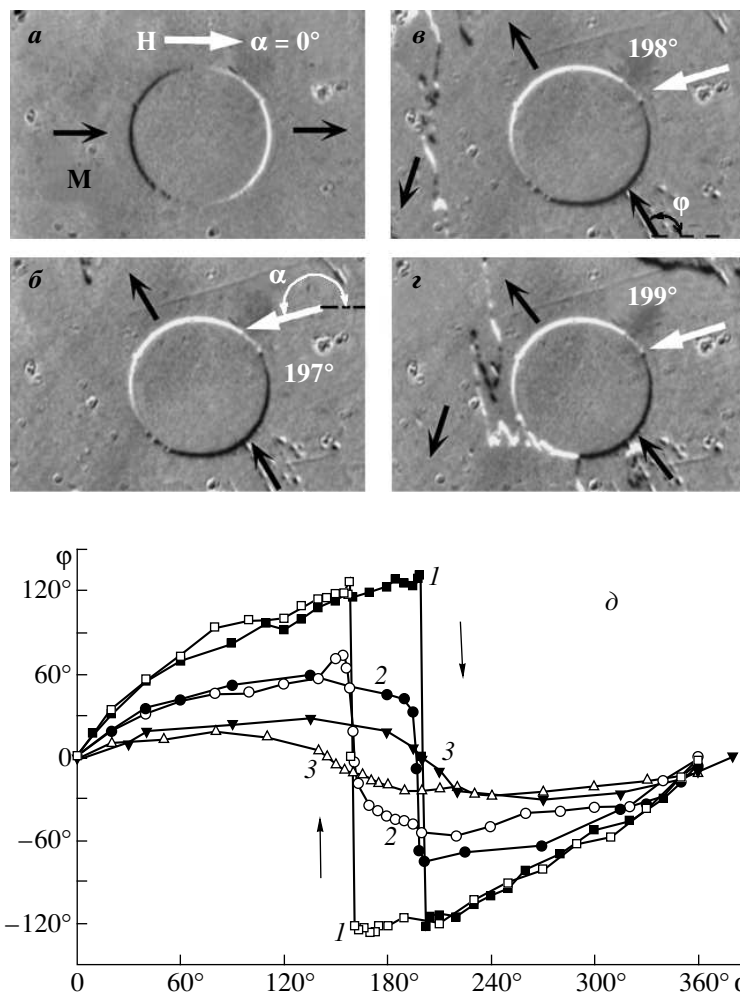


Рис. 9. Поворот намагниченности под действием вращающегося магнитного поля различной интенсивности: *a–г* — последовательные стадии вращения намагниченности, *δ* — зависимости угла поворота намагниченности от направления поля при величине вращающегося поля $\mu_0 H = 0.06$ Тл (1), 0.03 Тл (2), 0.006 Тл (3)

нозначности закручивающего момента. Зависимость угла поворота намагниченности от текущего направления поля представлена на рис. 9δ для нескольких значений *H*. Обращает на себя внимание следующий факт: изменение знака вращения намагниченности не зависит от величины поля и происходит вскоре после прохождения поля через легкую ось. Это означает, что при изменении знака закручивающего момента (определяемого взаимной ориентацией поля и намагниченности магнитомягкого слоя) спиновая пружина сравнительно легко изменяет свою хиральность на противоположную. Этот процесс, по-видимому, в определенной степени аналогичен генерации горизонтальных блоховских линий в скрученных доменных границах, возникающей при достижении критического поля в пленках с цилиндри-

ческими магнитными доменами [13]. При большой величине вращающегося поля, превышающей некоторое критическое значение ($\mu_0 H > 60$ мТл), неоднородность перемагничивания можно наблюдать визуально (рис. 9в, г); при этом в образце формируется макроскопическая доменная структура.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что в системе Fe/SmCo, выращенной на подложке MgO с ориентацией (110), наблюдаются три моды перемагничивания:

- 1) неоднородное мелкомасштабное перемагничивание при строго параллельной ориентации поля

с возникновением спиновых пружин противоположных хиральностей;

2) квазиоднородное вращение суммарной намагниченности по механизму спиновой пружины в случае, когда магнитное поле отклонено от легкой оси;

3) однородное вращение намагниченности с образованием когерентной спиновой спирали и макроскопической доменной структуры.

Показано, что угол наклона магнитного поля относительно оси легкого намагничивания оказывает чрезвычайно сильное влияние как на величину остаточного угла вращения намагниченности, так и на выбор право- или левовинтовой закрутки спиновой спирали. Наблюдаемая асимметрия закручивания при изменении знака поля, а также при проведении повторных циклов перемагничивания свидетельствуют о том, что процессы перемагничивания в данной системе в значительной степени определяются моментом начального отклонения намагниченности в магнитомягком слое.

Авторы благодарят С. Д. Бейдера (S. D. Bader) и Дж. С. Янга (J. S. Jiang) за предоставление образцов. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Новые материалы и структуры».

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Heinrich and J. F. Cochran, *Adv. Phys.* **42**, 523 (1999).
2. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
3. A. P. Malozemoff, *J. Appl. Phys.* **63**, 3874 (1988).
4. B. Dieny, J. P. Gavigan, and J. P. Rebouillat, *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 159 (1990).
5. S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
6. A. E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 552 (1999).
7. J. Noguez and I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mat.* **192**, 203 (1999).
8. E. Goto, N. Hayashi, T. Miyashita et al., *J. Appl. Phys.* **36**, 2951 (1965).
9. E. F. Kneller and R. Hawig, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 3588 (1991).
10. D. Mauri, H.-C. Siegmann, P. S. Bagus et al., *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).
11. E. E. Fullerton, J. S. Jiang, M. Grimsditch et al., *Phys. Rev. B* **58**, 12193 (1998).
12. А. Хуберт, *Теория доменных стенок в упорядоченных средах*, Мир, Москва (1977).
13. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
14. В. С. Горнаков, Л. М. Дедух, В. И. Никитенко, *ЖЭТФ* **86**, 1505 (1984).
15. V. S. Gornakov, V. I. Nikitenko, I. A. Prudnikov et al., *Phys. Rev. B* **46**, 10829 (1992).
16. J. S. Jiang, E. E. Fullerton, C. H. Sowers et al., *IEEE Trans. Magn.* **35**, 3229 (1999).
17. V. I. Nikitenko, V. S. Gornakov, Yu. P. Kabanov et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **258–259**, 19 (2003).
18. V. K. Vlasko-Vlasov, U. Welp, J. S. Jiang et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4386 (2001).
19. J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3172 (1991).
20. L. A. Dorosinskii, M. V. Indenbom, V. I. Nikitenko et al., *Physica C* **203**, 149 (1992).
21. B. Heinrich, J. F. Cochran, M. Kowalewski et al., *Phys. Rev. B* **44**, 9348 (1991).
22. M. Ruhrig, R. Schafer, A. Hubert et al., *Phys. Stat. Sol. (a)* **125**, 635 (1991).
23. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mat.* **150**, 13 (1995).
24. Л. М. Дедух, В. Н. Матвеев, В. И. Никитенко, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 625 (2000).