

Обменная анизотропия в поликристаллических пленках FeNi/FeMn с асимметрией петли гистерезиса

Д.Н. Меренков, А.Н. Блудов, С.Л. Гнатченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: merenkov@ilt.kharkov.ua*

M. Baran and R. Szymczak

Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, 32/46 Al. Lotnikow, Warsaw 02-688, Poland

В.А. Новосад

Materials Science Division, Argonne National Laboratory, 9700 South Cass Avenue, Argonne IL60439, USA

Статья поступила в редакцию 16 мая 2007 г.

Процесс перемангничивания изготовленной в магнитном поле поликристаллической пленки FeNi(50 E)/FeMn(50 E) исследован в области температур от 25 до 300 К. Внешнее поле было направлено в плоскости пленки вдоль легкой или трудной оси ферромагнитного слоя. При перемангничивании пленки вдоль легкой оси наряду с обменным смещением наблюдается сильная асимметрия петли гистерезиса. При понижении температуры асимметрия становится более выраженной, смещение увеличивается. Полевые зависимости намагниченности пленки при приложении внешнего поля вдоль трудной оси симметричны и не смещены. Процесс перемангничивания рассмотрен в рамках модели, учитывающей проявление обменной анизотропии высоких порядков в поликристаллических пленках. Показано, что наблюдаемая сильная асимметрия петли гистерезиса связана с формированием угловой фазы и существованием метастабильного состояния. Понижение температуры пленки приводит к расширению интервала полей, в котором угловая фаза может существовать, вследствие увеличения констант обменной анизотропии.

Процес перемангнічування виготовленої у магнітному полі полікристалічної плівки FeNi(50 E)/FeMn(50 E) досліджено в області температур від 25 до 300 К. Зовнішнє поле було спрямовано у площині плівки уздовж легкої або важкої осі ферромагнітного шару. При перемангнічуванні плівки уздовж легкої осі поряд з обмінним зміщенням спостерігається сильна асиметрія петлі гістерезису. При зниженні температури асиметрія стає більш вираженою, зміщення збільшується. Польові залежності намагніченості плівки при прикладанні зовнішнього поля уздовж важкої осі симетричні та не зміщені. Процес перемангнічування розглянуто у рамках моделі, що враховує прояв обмінної анізотропії високих порядків у полікристалічних плівках. Показано, що сильна асиметрія петлі гістерезису, яка спостерігається, пов'язана із формуванням кутової фази та існуванням метастабільного стану. Зниження температури плівки призводить до розширення інтервалу полів, у якому кутова фаза може існувати, внаслідок збільшення констант обмінної анізотропії.

PACS: 75.70.Cn Магнитные свойства интерфейса;
75.60.Ej Кривые намагниченности, гистерезис, скачки Баркгаузена и связанные эффекты;
75.30.Et Обменное и сверхобменное взаимодействия;
75.30.Gw Магнитная анизотропия.

Ключевые слова: обменная анизотропия, асимметрия петли гистерезиса, процесс перемангничивания, угловая фаза.

Вступление

Обменная анизотропия является одним из наиболее интересных свойств магнитных систем, содержащих границу раздела ферромагнетик (ФМ)–антиферромагнетик (АФМ). Ее различные проявления многократно наблюдались в образцах, охлажденных в постоянном магнитном поле от температур, превышающих температуру Нееля T_N АФМ слоя. Например, после такого охлаждения петля гистерезиса, измеренная при $T < T_N$ во внешнем поле \mathbf{H} , ориентированном коллинеарно полю при охлаждении, оказывается смещенной по полевой оси. В большинстве случаев это смещение происходит в направлении, противоположном направлению поля при охлаждении образца. Описанное явление, получившее название обменного смещения, вызвано *однонаправленной* магнитной анизотропией [1], которая возникает в результате обменного взаимодействия на границе раздела. Величина поля смещения H_E убывает при отклонении \mathbf{H} от направления поля при охлаждении образца через T_N . Для объяснения обменного смещения предложено множество теоретических моделей, однако точно установить физическую причину этого явления пока не удалось. Согласно современным представлениям [2], обменное смещение может быть связано с существованием доменной структуры в АФМ, которая формируется вследствие имеющихся на интерфейсе немагнитных дефектов. При этом у границы раздела возникает ненулевой магнитный момент. Этот момент оказывает дополнительное подмагничивающее воздействие при последующем перемагничивании ФМ, что и приводит к смещению петли. Хотя доменная структура АФМ является метастабильной, однако из-за пиннинга при достаточно низких температурах она не изменяется, по крайней мере в полях, достаточных для перемагничивания ФМ.

Температура, выше которой обменное смещение не наблюдается, определяется как температура блокировки T_B . Величина T_B сильно зависит от свойств АФМ составляющей образца и может быть значительно ниже температуры Нееля, особенно в тонких поликристаллических пленках ФМ/АФМ [3]. Для получения таких пленок с обменным смещением не обязательно достигать T_N , достаточно охладить образец во внешнем поле от T_B .

Другим известным следствием обменной анизотропии, неоднократно наблюдаемым в пленках ФМ/АФМ, является уширение петли гистерезиса по сравнению с петлей гистерезиса пленок, состоящих из одного только ФМ слоя. Таким образом, обменная анизотропия может проявляться и как *одноосная*, причем ее легкая ось также коллинеарна полю, приложенному при охлаждении образца. В результате поле коэрцитивности H_c при перемагничивании вдоль легкой

оси обменной анизотропии превышает поле коэрцитивности, измеренное при перемагничивании вдоль любого другого направления в плоскости пленки. H_E и H_c одного и того же образца могут сильно отличаться по абсолютной величине. Однако эксперименты показывают, что в области температур, достаточно удаленных от T_B , они часто демонстрируют похожие температурные зависимости [3–6]. Охлаждение образца приводит к возрастанию как H_E , так и H_c , что можно трактовать как следствие увеличения абсолютных значений констант однонаправленной и одноосной обменной анизотропии J_1 и J_2 соответственно.

Еще одним интересным проявлением обменной анизотропии является асимметрия формы петли гистерезиса. В настоящее время известно несколько различных причин асимметричного перемагничивания систем ФМ/АФМ. В работах [7,8] сильная асимметрия петли, измеренной при перемагничивании вдоль легкой оси (ступенька на левой ветви продольной петли гистерезиса и ее отсутствие на правой ветви этой петли), связывалась с высокими порядками обменной анизотропии. Вообще проявление обменной анизотропии с порядками выше второго впервые было установлено несколько ранее из анализа угловых зависимостей полей обменного смещения и коэрцитивности поликристаллических пленок NiFe/CoO, изготовленных методом магнетронного распыления [9]. Полученные экспериментальные данные невозможно было объяснить проявлением только одноосной и однонаправленной анизотропии. Известны и другие типы асимметрии формы петли гистерезиса [10–18], не связанные с высокими порядками обменной анизотропии.

Недавно нами сообщалось о наблюдении сильной асимметрии продольной петли гистерезиса при комнатной температуре в поликристаллической пленке Fe₂₀Ni₈₀(50 E)/Fe₅₀Mn₅₀(50 E), напыленной во внешнем поле [19]. Известно, что антиферромагнитный сплав Fe₅₀Mn₅₀ является одним из наиболее часто используемых материалов в пленках с обменной анизотропией. Обычно для поликристаллических пленок с Fe₅₀Mn₅₀ $T_B \approx 390$ – 470 К [3], хотя в пленках с тонкими слоями АФМ T_B может быть близка к комнатной [20]. Все это позволяет получать образцы с обменным смещением при 300 К, в частности, путем последовательного напыления слоев во внешнем магнитном поле при комнатной температуре подложки [21]. В качестве ферромагнитного слоя в таких пленках широко применяется слабоанизотропный пермаллой Fe₂₀Ni₈₀ с такой же, как у Fe₅₀Mn₅₀, кристаллической ГЦК структурой и параметром решетки $a = 3,54$ Е, который хорошо соответствует параметру решетки антиферромагнитного FeMn 3,4–3,85 Е [22]. В качестве буферных слоев пленок обычно используются ГЦК Cu

($a = 3,61$ Е) или Au ($a = 4,07$ Е). В целом для пленок FeNi/FeMn характерны достаточно высокие значения обменного смещения при относительно небольших полях коэрцитивности [23]. Обменная анизотропия в этой системе сильно зависит как от дефектов кристаллической структуры FeMn [23–26], так и от шероховатости интерфейса [23,27,28]. Асимметрия, описанная нами в [19], наблюдалась при комнатной температуре во внешнем поле, приложенном коллинеарно полю при напылении пленки, т.е. вдоль легкой оси собственной анизотропии ФМ слоя. Результаты обсуждались в рамках модели [8], учитывающей как проявление обменной анизотропии высоких порядков, так и отклонение легкой оси обменной анизотропии от легкой оси анизотропии ФМ слоя.

Несмотря на сравнительно большое количество публикаций, посвященных изучению пленок ФМ/АФМ с асимметрией петли гистерезиса, в них практически не рассматривается вопрос о влиянии температуры на процесс перемагничивания. Цель настоящей работы как раз и заключалась в установлении влияния температуры на перемагничивание пленки [19], асимметрия петли гистерезиса которой вызвана проявлением обменной анизотропии высоких порядков. Такого рода исследования могут способствовать выявлению связи однонаправленной и одноосной анизотропии с анизотропией более высоких порядков и, следовательно, помочь установлению физических причин возникновения обменной анизотропии в целом и ее высоких порядков в частности. В представленной работе приведены результаты исследований перемагничивания пленки в широком интервале температур. Особый интерес представляли низкие температуры, так как здесь обменная анизотропия должна проявляться наиболее сильно.

Эксперимент

Исследуемая пленка FeNi(50 Е)/FeMn(50 Е) была получена методом ионного высокочастотного распыления в атмосфере Ar при базовом давлении порядка 10^{-8} Торр и давлении рабочего газа $2 \cdot 10^{-3}$ Торр. В качестве подложки использовали пластину Si, вырезанную в плоскости (100). Процесс напыления происходил при комнатной температуре подложки. Антиферромагнитный Fe₅₀Mn₅₀ напыляли на пермалловый слой Fe₂₀Ni₈₀. При напылении обоих магнитных слоев прикладывали поле $H_f \approx 30$ Э, ориентированное в плоскости подложки. Скорость осаждения FeNi и FeMn по результатам предварительной градуировки составляла 40 и 23,5 Е/мин соответственно. Пленки имели защитный поверхностный и буферный слои золота толщиной 30 Е. В тех же условиях и с теми же буферными слоями отдельно были изготовлены пленки FeNi и FeMn с толщинами по 50 Е. В пленке

FeMn не наблюдалось каких-либо признаков перемагничивания во внешнем поле (максимальное H достигало 2 кЭ). Пленка FeNi проявляла слабую одноосную анизотропию с осью, коллинеарной H_f .

Намагниченность измеряли с помощью SQUID-магнитометра MPMS 5 Quantum Design. Значения намагниченности насыщения пермаллового слоя пленки FeNi/FeMn составляли от 830 Гс при 50 К до 750 Гс при 300 К, что хорошо соответствует известным данным о магнитном насыщении тонких пленок Fe₂₀Ni₈₀. Для измерения керровского вращения Φ использовали магнитооптическую установку с модуляцией света по плоскости поляризации. Источником излучения служил He–Ne лазер с длиной волны $\lambda = 633$ нм. Магнитное поле было направлено в плоскости падения света (геометрия меридионального эффекта Керра). Перемагничивание проводили при двух различных ориентациях внешнего поля. В одном случае оно было направлено коллинеарно H_f вдоль легкой оси собственной анизотропии ФМ слоя, в другом случае — перпендикулярно H_f , что соответствовало направлению трудной оси. Погрешность в установлении направления поля не превышала нескольких градусов.

На рис. 1 представлены полевые зависимости намагниченности пленки FeNi(50 Е)/FeMn(50 Е), измеренные при различных температурах во внешнем магнитном поле, приложенном вдоль легкой оси магнитной анизотропии ФМ слоя. Измерение этих полевых зависимостей намагниченности происходило следующим образом. После достижения нужной температуры образец намагничивался до насыщения во внешнем поле, направление которого совпадало с H_f . Этому направлению соответствуют положительные значения H на рис. 1 и 2. Затем поле уменьшалось до нулевого значения. После этого пленка вновь намагничивалась до насыщения в поле противоположного направления (отрицательные значения H). При этом на всех представленных зависимостях $M(H)$ четко наблюдается особенность в виде ступеньки или двух дополнительных изломов на кривой (левая ветвь петли гистерезиса). Поля этих изломов H' и H'' обозначены на рис. 1. Между этими полями лежит интервал $\Delta H = H' - H''$, в котором величина магнитной восприимчивости пленки dM/dH значительно меньше по сравнению с соседними участками полевой зависимости намагниченности. Этот интервал и определяет протяженность ступеньки. Намагничивание из насыщенного состояния при отрицательных значениях H в такое же состояние, но при положительных H (правая ветвь петли гистерезиса), происходило более резко, и во всем исследованном интервале температур подобной особенности (ступеньки) не наблюдалось. Понижение температуры приводит к увеличению протяженности ступеньки ΔH (от ≈ 25 Э при 300 К, рис. 1, *a*, до ≈ 350 Э

при 50 К, рис. 1,з). Таким образом, асимметрия петли гистерезиса становится более выраженной. При этом также увеличиваются поля насыщения пленки. Для всех температур величина поля насыщения пленки H_S^- в области отрицательных значений H значительно выше, чем величина H_S^+ в области положительных значений H . Вследствие асимметричной формы петли

численное определение H_E и H_C затруднено, однако можно констатировать, что понижение температуры пленки приводит к увеличению обменного смещения по направлению к отрицательным значениям H и уширению петли гистерезиса. При охлаждении пленки от 300 до 50 К значения полей насыщения H_S^- и H_S^+ , полей изломов H' и H'' , а также величина интервала ΔH возрастают на порядок (рис. 1,а и 1,з).

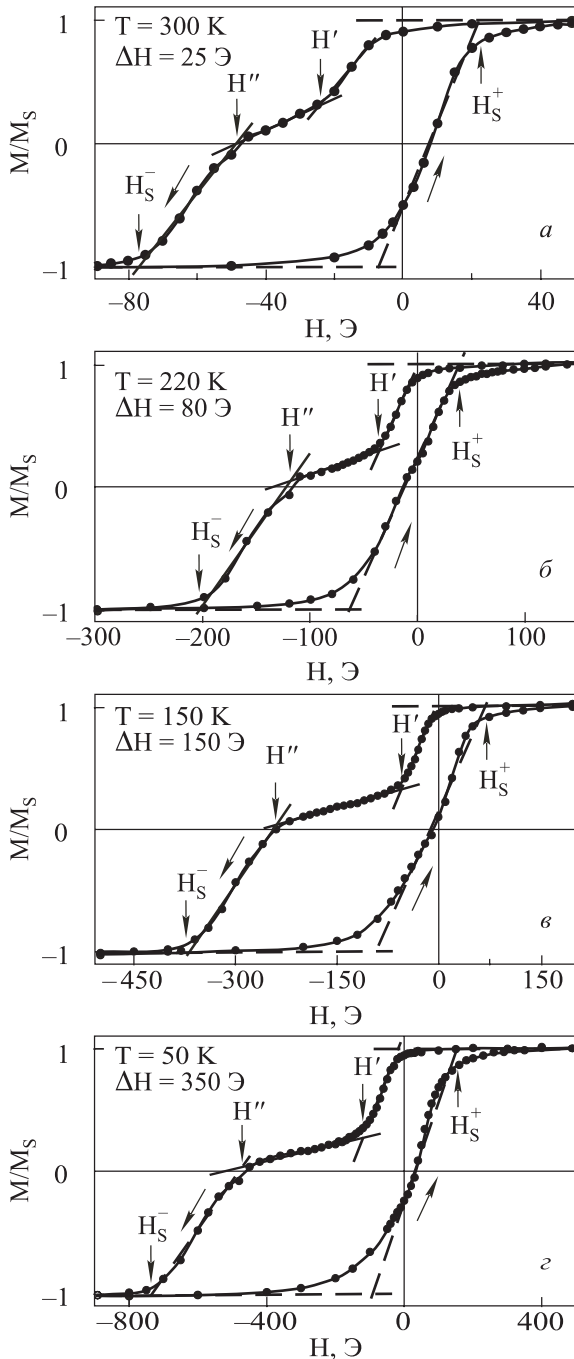


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности пленки FeNi(50 E)/FeMn(50 E), полученные при ориентации внешнего магнитного поля вдоль легкой оси ФМ слоя. Вертикальными стрелками обозначены поля H' и H'' , где происходят изломы на левой ветви петель гистерезиса, а также поля насыщения H_S^- и H_S^+ .

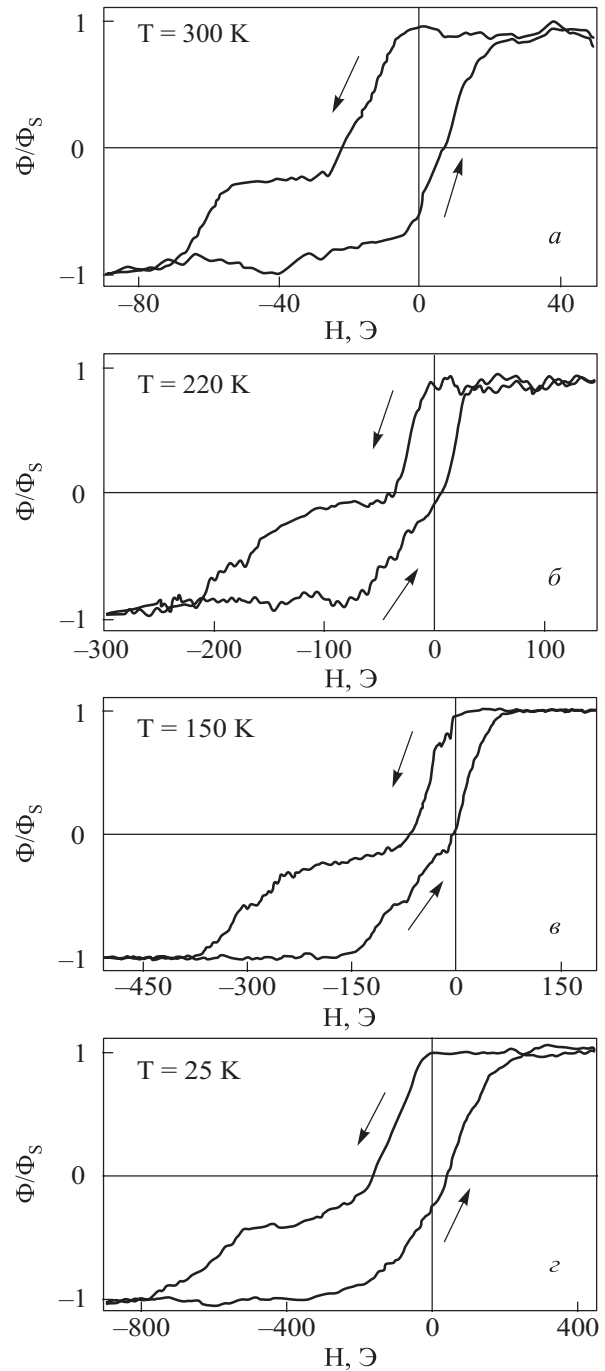


Рис. 2. Полевые зависимости керровского вращения пленки FeNi(50 E)/FeMn(50 E), полученные при ориентации внешнего магнитного поля коллинеарно полю, приложенному при напылении пленки.

На рис. 2 представлены полевые зависимости керровского вращения исследуемой пленки, полученные при ориентации внешнего магнитного поля вдоль легкой оси ФМ. На зависимостях $\Phi(H)$ наблюдается такая же асимметрия петли гистерезиса, как и на зависимостях $M(H)$ на рис. 1. Значения полей насыщения и изломов на полевых зависимостях намагниченности и керровского вращения, измеренных при одинаковой температуре, хорошо согласуются между собой.

Для более полного понимания процесса перемагничивания в направлении легкой оси ряд зависимостей $M(H)$ был измерен в таких полевых интервалах, где это перемагничивание являлось неполным. На рис. 3 представлено несколько петель гистерезиса, полученных для трех различных значений температуры пленки: 300, 150 и 50 К. При измерении зависимостей (рис. 3, а–в) пленка из насыщенного в направлении H_f состояния намагничивалась до состояния, соответствующего ступеньке на полной петле гистерезиса. После этого происходило понижение H до нуля, и затем пленка вновь намагничивалась до насыщения при положительных значениях H . Перемагничивание является необратимым при всех приведенных температурах — этот процесс сопровождается гистерезисом. Понижение температуры приводит к уширению петли гистерезиса при описанном неполном перемагничивании пленки.

На рис. 3, г приведена полевая зависимость $M(H)$, которая была получена для температуры 50 К при неполном перемагничивании пленки в другом интервале магнитных полей. В этом случае пленка предварительно намагничивалась до насыщения в отрицательных H (точка А). Впоследствии поле снижалось до нуля, его направление изменялось на противоположное, и пленка намагничивалась до состояния, соответствующего точке В. Намагниченность пленки в этом состоянии немного превышает намагниченность в состоянии, соответствующем ступеньке на левой ветви петли полного гистерезиса. После достижения точки В поле снижалось до нуля, и затем пленка вновь намагничивалась до насыщения при отрицательных значениях H (кривая BCDE). Представленная зависимость $M(H)$ свидетельствует о необратимости перемагничивания в исследуемом интервале полей, наблюдается заметный гистерезис. Кривая BCDE принципиально отличается от кривой AB и качественно похожа на часть левой ветви петли полного гистерезиса (рис. 1, г). Наряду с двумя участками высокой магнитной восприимчивости BC и DE существует участок CD с меньшей dM/dH , наблюдается хорошо выраженный излом в точке С. Ступенька на кривой BCDE выражена слабее, чем на левой ветви петли полного гистерезиса на рис. 1, г, ее протяженность меньше, и в целом она находится в более низких полях. Поле насыще-

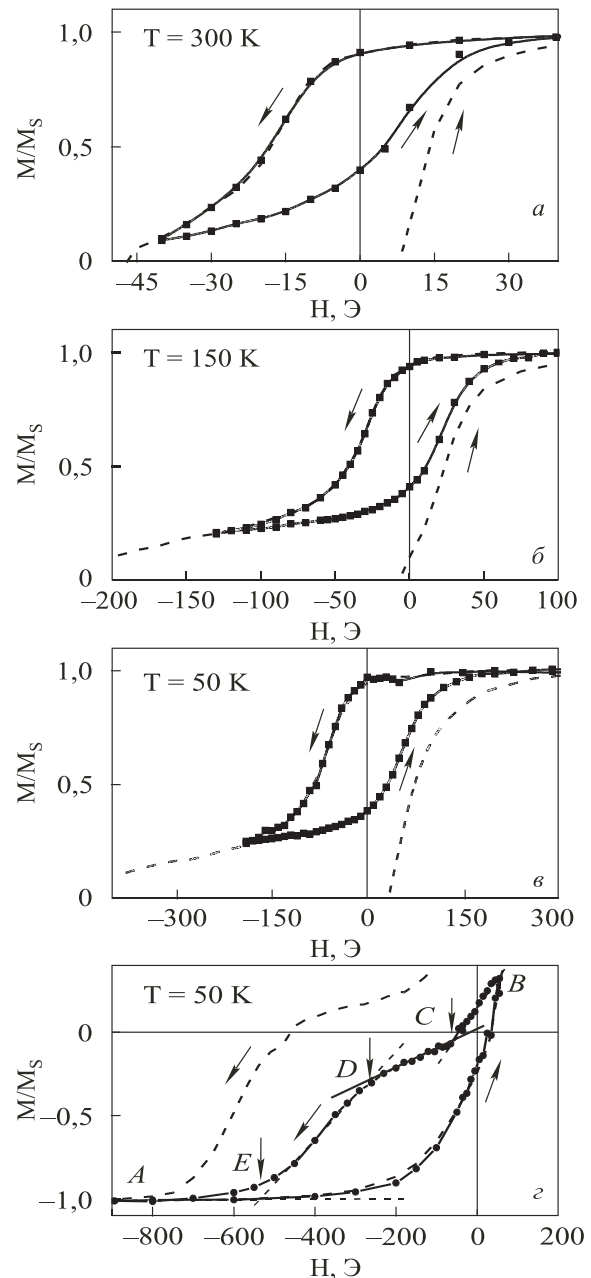


Рис. 3. Петли гистерезиса, измеренные в области полей, где происходит лишь неполное перемагничивание ФМ слоя пленки FeNi(50 E)/FeMn(50 E) (сплошные линии). Внешнее магнитное поле направлено вдоль легкой оси ФМ слоя. Пунктирными линиями показаны участки зависимостей $M(H)$, полученных при полном перемагничивании (см. рис. 1). Вертикальными стрелками (рис. 3, г) обозначены изломы на петле гистерезиса (точки С и D), а также поле насыщения пленки (точка E).

ния пленки в отрицательных H при описываемом неполном перемагничивании пленки также понижено по сравнению с полем насыщения при полном перемагничивании.

Полевые зависимости намагниченности, полученные в полях, приложенных вдоль трудной оси намаг-

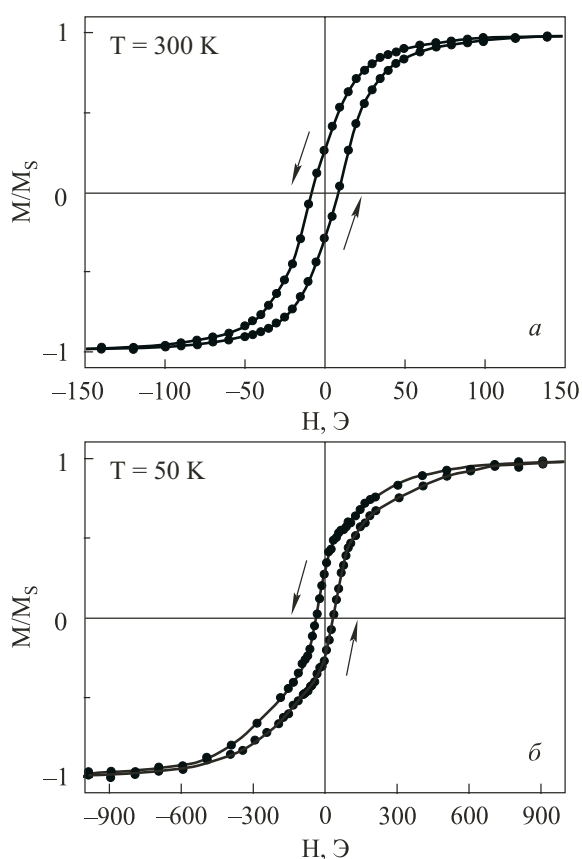


Рис. 4. Полевые зависимости намагниченности пленки FeNi(50 Э)/FeMn(50 Э), полученные при ориентации внешнего поля вдоль трудной оси ФМ слоя.

ничивания пермаллового слоя (рис. 4), не смещены по полевой оси, поле насыщения не зависит от знака H . Перемагничивание пленки в этом направлении сопровождается небольшим (по сравнению с перемагничиванием в направлении вдоль легкой оси) гистерезисом, поле коэрцитивности изменяется от 7 Э при 300 К (рис. 4,а) до 30 Э при 50 К (рис. 4,б). Как и в случае перемагничивания вдоль легкой оси, поле насыщения растет при понижении температуры.

Обсуждение

Асимметричную и смещенную по полевой оси петлю гистерезиса, похожую на петли рис. 1, впервые наблюдали при перемагничивании пленки Fe/MnF₂ вдоль направления легкой оси [29]. В обоих случаях существует отчетливая особенность в виде ступеньки на левой ветви петли. Было установлено, что данная асимметрия обусловлена существованием стабильного состояния, в котором магнитный момент слоя железа существенно отклонен от направления поля. Моделирование процесса перемагничивания этой пленки показало, что такая асимметрия формы петли может быть связана с проявлением обменной анизотропии нечетного порядка выше первого [7]. В работах [8]

при перемагничивании поликристаллической пленки FeNi/MnNi вдоль направления легкой оси ФМ слоя также наблюдали петли гистерезиса с подобной асимметрией. Для описания такого типа асимметрии петли в поликристаллических пленках была предложена феноменологическая модель, основанная на следующих основных предположениях и приближениях [8,30]:

1. Угол поворота магнитных моментов атомов ФМ слоя (в данном случае пермаллоя [31]) по отношению к внешнему полю можно считать одинаковым по всей толщине этого слоя. Направление легкой оси анизотропии ФМ слоя определяется направлением поля при напылении.

2. АФМ слой представляет собой совокупность не взаимодействующих зерен, каждое из которых имеет свое направление легкой оси анизотропии. Направление легкой оси АФМ слоя, которое можно определить путем статистического усреднения легких осей зерен, определяет направление легкой оси обменной анизотропии.

3. Спиновая конфигурация каждого зерна АФМ слоя связана обменным взаимодействием с магнитным моментом ФМ слоя. Энергия собственной магнитной анизотропии зерна в АФМ слое намного превышает энергию этого межслойного обменного взаимодействия, вследствие чего магнитная структура такого зерна является жесткой (т.е. не меняется при перемагничивании в интересующем нас интервале полей). Таким образом, магнитные моменты в АФМ зерне всегда направлены вдоль его легкой оси анизотропии.

Если предполагать, что проявление обменной анизотропии ограничивается только смещением петли гистерезиса, то энергию E системы с обменным взаимодействием на границе ФМ и АФМ слоев можно представить в следующем виде [30]:

$$E = K_F t_F \sin^2 \varphi - H M_s t_F \cos(\theta - \varphi) - J_1 \cos(\varphi - \beta). \quad (1)$$

Здесь первый член представляет собой энергию собственной анизотропии ФМ слоя (K_F — константа одноосной анизотропии ФМ, t_F — толщина слоя ФМ), второй — энергию Зеемана (θ — угол между направлением внешнего поля и легкой осью ФМ слоя, M_s — спонтанная намагниченность ФМ слоя). Последний член характеризует обменную анизотропию системы (β — отклонение статистической легкой оси АФМ слоя от легкой оси ФМ, J_1 — константа однонаправленной обменной анизотропии); φ — угол между направлением намагниченности и легкой осью ФМ. В такой записи положительное значение J_1 соответствует обменному смещению влево по полевой оси при перемагничивании вдоль легкой оси ФМ.

Как указывалось выше, асимметрия формы петли гистерезиса при перемагничивании вдоль легкой оси ФМ слоя ($\theta = 0$) может быть описана при помощи членов энергии обменной анизотропии высоких нечетных порядков. Физические причины обменной анизотропии высоких нечетных порядков в настоящее время неясны, предположительно они могут быть связаны с формированием сложной спиновой структуры АФМ слоя из-за наличия линейных дефектов или «ступенек» на интерфейсе [32]. Различные локальные вариации обменной энергии возможны вследствие шероховатости, взаимопроникновения слоев и сильно зависят от условий изготовления пленок [30]. Величина поля при напылении H_f также может иметь значение для проявления высоких порядков анизотропии – так, полученные нами петли гистерезиса пленки FeNi(50 E)/FeMn(50 E), изготовленной в поле 250 Э, имели симметричную форму. Что касается высоких четных порядков, то в системе FeNi/FeMn вследствие сложной магнитной структуры антиферромагнетика может возникать индуцируемая межслойным обменным взаимодействием анизотропия четвертого порядка [33]. Однако обменная анизотропия четных порядков не имеет непосредственного отношения к рассматриваемой асимметрии перемагничивания [7].

Таким образом, последний член (1) в общем случае может быть представлен в виде $\sum_{n=1}^N J_n \cos(n(\varphi - \beta_n))$ [30], где J_n — константы обменной анизотропии n -го порядка. Положив для упрощения $\beta_n = \beta$, можно получить [8,30]

$$E = K_F t_F \sin^2 \varphi - H M_s t_F \cos(\theta - \varphi) - \sum_{n=1}^N J_n \cos(n(\varphi - \beta)). \quad (2)$$

Показателем отклонения статистической легкой оси АФМ слоя от легкой оси ФМ является ненулевое значение поля обменного смещения при перемагничивании вдоль трудной оси ФМ слоя [30]. Можно показать, что это поле смещения пропорционально $\sin \beta$. Основываясь на приведенной модели и подобрав соответствующие параметры, можно численно рассчитать кривые намагничивания. Модель успешно использовалась при описании экспериментальных петель гистерезиса асимметричной формы, полученных при перемагничивании пленок FeNi/NiMn [8] и FeNi/FeMn [19] вдоль легкой оси ФМ при комнатной температуре. В частности, в работе [19] мы использовали члены обменной анизотропии до пятого порядка включительно при описании асимметричной петли со ступенькой. Предполагалось, что существует разориентация легких осей ФМ и АФМ слоев, т.е. $\beta \neq 0$. Од-

нако полученные нами новые экспериментальные данные свидетельствуют, что эта разориентация либо отсутствует, либо пренебрежимо мала. Даже при 50 К, где обменная анизотропия проявляется наиболее сильно (рис. 1,з), петли гистерезиса, полученные при приложении поля вдоль трудной оси ФМ слоя (рис. 4,б), симметричны и смещение отсутствует. Вообще-то наличие членов обменной анизотропии высоких порядков дает гипотетическую возможность получить нулевое значение обменного смещения вдоль трудной оси ФМ при перемагничивании пленки с высокими абсолютными значениями констант J_n и угле β , значительно отличающемся от нулевого. Однако полученная при этом расчетная зависимость $M(H)$ не будет симметричной. Поэтому при расчетах представленных в настоящей статье зависимостей $M(H)$ мы положили $\beta = 0$. Отметим, что последовательность напыления магнитных слоев нашей пленки принципиально отличалась от этой последовательности в [8]. Там АФМ слой напылялся первым, в нашей же пленке его напыление производилось на намагниченный слой ФМ. В результате легкая ось одноосной обменной анизотропии, описываемой константой $J_2 > 0$, совпадает с легкой осью собственной анизотропии ФМ слоя, описываемой константой K_F . Поэтому для уменьшения количества варьируемых при расчете параметров мы пренебрегли слабой собственной анизотропией пермаллового слоя и положили $K_F = 0$. Расчетные зависимости $M(H)$, полученные для случая приложения внешнего поля вдоль легкой оси анизотропии ($\theta = 0$), приведены на рис. 5. Величину намагниченности насыщения M_s полагали равной 750 Гс, $t_F = 50$ Е. Учитывали обменную анизотропию от первого до пятого порядка включительно. Зависимость, приведенная на рис. 5,а, получена для следующих значений параметров: константа однонаправленной анизотропии $J_1 = 1,238 \cdot 10^{-2}$ эрг/см², константа одноосной анизотропии $J_2 = 0,188 \cdot 10^{-2}$ эрг/см², константы обменной анизотропии высоких порядков: $J_3 = -0,375 \cdot 10^{-2}$ эрг/см², $J_4 = -0,064 \cdot 10^{-2}$ эрг/см², $J_5 = 0,127 \cdot 10^{-2}$ эрг/см². При таком подборе параметров расчетная зависимость намагниченности хорошо соответствует экспериментальным зависимостям, полученным при температуре 300 К (рис.1,а, 2,а). Отметим, что значение константы однонаправленной анизотропии J_1 существенно превышает значения всех остальных обменных констант. Аналогичная ситуация наблюдалась и в работах [7,8]. Полученное нами значение по порядку величины J_1 соответствует известным данным об однонаправленной анизотропии поликристаллических пленок ФМ/FeMn [3] с толщиной слоя FeMn, близкой к критическому значению 40 Е [24].

В работе [19] мы привели качественный анализ процесса асимметричного перемагничивания пленки вдоль легкой оси ФМ слоя. В целом этот анализ остается верным и при $\beta = 0$, наличие или отсутствие разориентации легких осей слоев принципиальной роли не играет. Пусть вначале пленка находится в насыщенном вдоль направления \mathbf{H}_f состоянии I. При достижении некоторого значения внешнего поля, противонаправленного \mathbf{H}_f , происходит скачок магнитного момента. Этот скачок соответствует переходу первого рода из состояния I в состояние II, где магнитный момент отклонен от направления внешнего поля. Скачок должен произойти внутри интервала полей $H_{t1} - H_{L1}$, где H_{t1} — поле перехода между фазами I и II, H_{L1} — поле лабильности фазы I (рис. 5, а, б). При дальнейшем увеличении поля происходит разворот магнитного момента в угловой фазе II по направлению к трудной

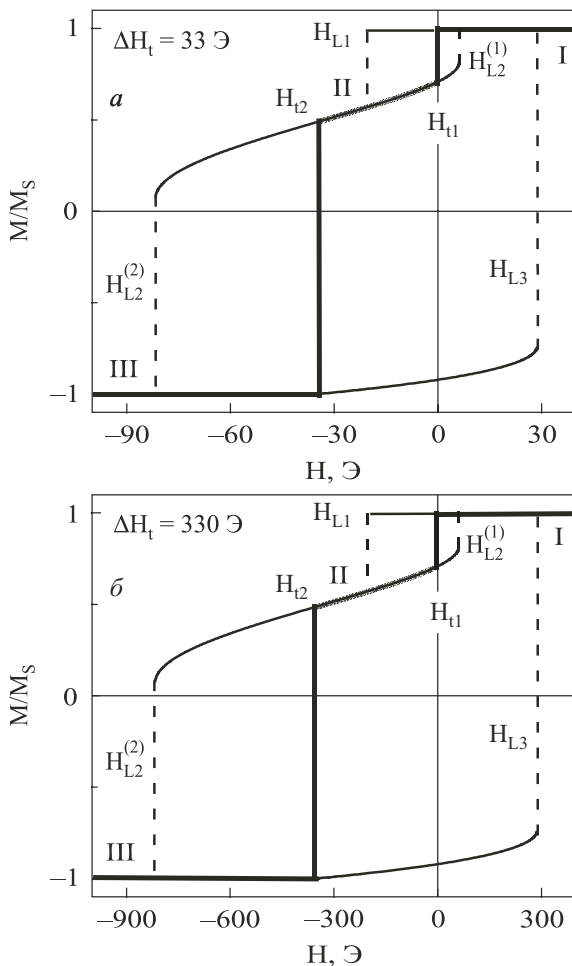


Рис. 5. Расчетные полевые зависимости намагниченности пленки для ориентации внешнего поля вдоль легкой оси. Значения констант обменной анизотропии J_n (рис. 5, а) указаны в тексте. При расчете зависимости, представленной на рис. 5, б, эти значения были увеличены в десять раз. H_{t1} и H_{t2} — поля фазовых переходов первого рода, H_{L1} , $H_{L2}^{(1)}$, $H_{L2}^{(2)}$, H_{L3} — поля лабильности.

оси. Этому развороту соответствует плавное изменение намагниченности на зависимости $M(H)$ (ступенька на рис. 5). Затем происходит второй скачок магнитного момента при фазовом переходе первого рода из состояния II в состояние III. Этот переход должен произойти в интервале полей $H_{t2} - H_{L2}^{(2)}$, где H_{t2} — поле перехода между фазами II и III, $H_{L2}^{(2)}$ — поле лабильности фазы II. В полях $|H| > |H_{L2}^{(2)}|$, где магнитный момент противонаправлен \mathbf{H}_f , пленка находится в насыщенном состоянии III.

Если после достижения состояния III уменьшать внешнее поле, то рассматриваемая система может существовать в метастабильном состоянии III в интервале полей от поля перехода H_{t2} до поля лабильности H_{L3} . При этом происходит отклонение магнитного момента от направления внешнего поля. Как видно на рис. 5, величина интервала полей $H_{t2} - H_{L3}$ превышает величину $H_{t2} - H_{L2}^{(1)}$. Поэтому если по какой-то причине не происходит фазовый переход из состояния III в состояние II, то существование состояния III может затянуться вплоть до поля лабильности H_{L3} . В этом случае происходит скачок магнитного момента из метастабильного состояния III непосредственно в стабильное состояние I. В результате петля гистерезиса приобретает асимметричную форму. Отсутствие обратного перехода из состояния III в состояние II при уменьшении поля обусловлено наличием разделяющего эти два состояния высокого энергетического барьера, что наглядно иллюстрирует рис. 6. Видно, что высота барьера между энергетически эквивалентными при $H = H_{t2}$ состояниями II и III довольно велика (рис. 6, а). Даже при достижении значения внешнего поля, равного H_{t1} (рис. 6, б), этот барьер продолжает существовать. При этом его высота значительно больше, чем высота барьера между энергетически эквивалентными при $H = H_{t1}$ состояниями I и II. Таким образом, существование фазы III в метастабильном состоянии может затянуться настолько, что перемагничивание произойдет сразу в состояние I.

Полученные расчетные зависимости (рис. 5) $M(H)$ для случая ориентации внешнего поля вдоль легкой оси находятся в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными. Два участка более резкого изменения M на левой части петель полного гистерезиса (рис. 1 и 2) связаны с фазовыми переходами первого рода, а наличие ступеньки на этой части петли — с существованием фазы II. Поле H' соответствует окончанию перехода из насыщенной фазы I в угловую фазу II. В интервале полей ΔH пленка находится в состоянии II, и в поле H'' начинается переход в состояние III. Этот переход заканчивается в поле H_s^- . Резкое изменение M на правой части петель полного гистерезиса обусловлено переходом системы из метастабильного состояния III в состояние I, минуя со-

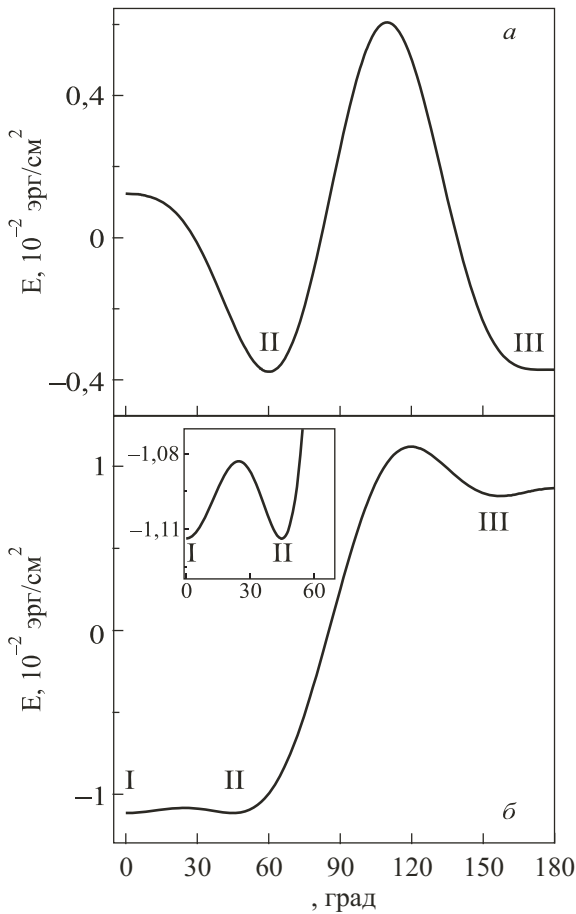


Рис. 6. Зависимость энергии E от направления вектора намагниченности ФМ слоя пленки с константами обменной анизотропии J_n . Величина внешнего поля H равна полю фазового перехода H_{L2} (а) и H_{L1} (б). На вставке в увеличенном масштабе показан участок зависимости $E(\varphi)$.

стояние II. При достижении поля H_s^+ пленка снова находится в насыщенном состоянии I и процесс полного перемангничивания завершается.

При неполном перемангничивании (рис. 3, а–в) в полях $\mathbf{H} \uparrow \downarrow \mathbf{H}_f$ происходит фазовый переход первого рода из состояния I в состояние II. В полях $\mathbf{H} \uparrow \uparrow \mathbf{H}_f$ происходит обратный переход из состояния II в состояние I. Процесс такого неполного перемангничивания сопровождается гистерезисом и наблюдается внутри интервала полей H_{L1} . Перемангничивание из состояния I в состояние II ограничено интервалом полей $H_{L1} - H_{L1}$, а обратный процесс имеет место в пределах от H_{L1} до $H_{L2}^{(1)}$.

Естественно, что при фазовых переходах первого рода в пленке должна возникать двухфазная доменная структура, существование которой рассмотренная модель не учитывает. Именно образованием доменной структуры и движением доменных стенок вызван наклон на экспериментальных зависимостях $M(H)$, наблюдаемый в области фазовых переходов первого рода.

Зависимость $M(H)$, представленная в интервале полей неполного перемангничивания на рис. 3,2, объясняется в рамках рассматриваемой модели следующим образом. В состоянии, соответствующем точке B, пермаллоевый слой пленки представляет собой совокупность доменов магнитных фаз I и III. При уменьшении поля до нуля и введении поля противоположного направления (участок BC) объем фазы I уменьшается и в точке C он становится равным нулю. Излом в точке C на кривой BCDE можно интерпретировать как окончание фазового перехода из I в II. Этот излом наблюдается в поле около -65 Э, значительно меньшем по абсолютному значению по сравнению с величиной поля излома H' для $T = 50$ К при переходе из насыщенного состояния I (см. рис. 1). Причиной этого является существование доменов фазы III. Они оказывают дополнительное подмагничивающее воздействие на домены фазы I, и вследствие этого переход из I в II заканчивается при меньшей абсолютной величине внешнего поля по сравнению с переходом из насыщенного состояния I. По той же причине поле, при котором начинается переход из фазы II в фазу III (точка D), а также поле насыщения (точка E) имеют более низкие абсолютные значения по сравнению с соответствующими им полями H'' и H_s^- при полном перемангничивании пленки при 50 К.

Экспериментальные данные свидетельствуют, что процесс перемангничивания исследуемой пленки качественно не изменяется во всем исследованном температурном интервале. При охлаждении пленки петля полного гистерезиса остается асимметричной, наблюдается лишь увеличение абсолютных величин полей, характеризующих ее (рис. 1). Количественное изменение петли гистерезиса при понижении температуры связывается в рамках обсуждаемой модели с повышением абсолютных значений констант обменной анизотропии пленки. Рисунок 5 иллюстрирует это с помощью самого простого представления — увеличения этих констант на порядок. При расчете зависимости $M(H)$, приведенной на рис. 5, б, значения всех J_n были увеличены в десять раз по сравнению с зависимостью на рис. 5, а. Общий вид петли гистерезиса при этом остается прежним, величина поля фазового перехода H_{L1} почти нулевая, $|H_{L2}|$ существенно возрастает. Таким образом, интервал стабильного существования угловой фазы II $\Delta H_l = H_{L1} - H_{L2}$ также расширяется. Соответственно увеличиваются расчетные абсолютные значения всех полей лабильности. Однако следует заметить, что увеличение абсолютных значений J_n по отдельности по-разному отражается на расчетных значениях полей лабильности и фазовых переходов. Например, в нашем случае, если к возрастанию $|H_{L2}^{(2)}|$ приводит увеличение всех $|J_n|$, то возрастание $|H_{L1}|$ происходит за счет увеличения констант только с по-

ложительной величиной J_n : J_1 , J_2 и J_5 . Увеличение абсолютных значений констант J_3 и J_4 , величина которых отрицательна, наоборот, приводит к понижению $|H_{L1}|$. В целом расчетная кривая, представленная на рис. 5, б, хорошо соответствует экспериментальным зависимостям, полученным при температуре 50 К (рис. 1, а, 3, в).

Повышение расчетных абсолютных значений полей фазовых переходов и полей лабильности, а также расширение соответствующих полевых интервалов между ними (рис. 5) соответствует экспериментально установленному увеличению обменного смещения, полей насыщения H_s^- , H_s^+ , полей изломов H' , H'' и ширины петель полного (рис. 1 и 2) и неполного (рис. 3, а–в) гистерезиса при охлаждении пленки. Понижение температуры приводит также к расширению полевого интервала существования угловой фазы II. Об этом свидетельствует увеличение ΔH на экспериментальных зависимостях $M(H)$ (рис. 1). На расчетных кривых этому факту соответствует увеличение интервала стабильности угловой фазы $H_{I1} - H_{I2}$, а также интервала $H_{I2} - H_{L2}^{(2)}$, в котором эта фаза может существовать в метастабильном состоянии (рис. 5, а и 5, б). Вместе с этим увеличение абсолютного расчетного значения поля лабильности H_{L1} находится в соответствии с наблюдаемым в эксперименте увеличением смещения ступеньки при охлаждении. Таким образом, увеличение протяженности и смещения ступеньки также объясняется повышением абсолютных значений J_n .

Таким образом, в результате проведенных исследований установлено, что при перемагничивании вдоль легкой оси ферромагнитного слоя пленки FeNi(50 E)/FeMn(50 E) в интервале температур от 25 до 300 К наблюдается сильная асимметрия петли гистерезиса. Эта асимметрия вызвана проявлением обменной анизотропии высоких порядков и связана с формированием угловой фазы II и существованием в пленке метастабильного состояния фазы III в достаточно широком интервале полей. Понижение температуры приводит к расширению полевого интервала, в котором пленка находится в угловой фазе. Это, а также другие наблюдаемые при охлаждении пленки экспериментальные факты — увеличение смещения, уширение петли гистерезиса и т.д. — объясняются в рамках рассматриваемой модели повышением абсолютных значений констант обменной анизотропии.

1. W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
2. A.P. Malozemoff, *Phys. Rev.* **B35**, 3679 (1988); U. Nowak, K.D. Usadel, J. Keller, P. Miltenyi, and G. Gunterodt, *Phys. Rev.* **B66**, 014430 (2002).
3. J. Nogues and Ivan K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).

4. M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 584 (2001).
5. H. Fujiwara, K. Nishioka, C. Hou, M.R. Parker, and S. Gangopadhyay, *J. Appl. Phys.* **79**, 6286 (1996).
6. X.W. Wu and C.L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2795 (1998).
7. I.N. Krivorotov, C. Leighton, J. Nogues, Ivan K. Schuller, and E. Dan Dahlberg, *Phys. Rev.* **B65**, 100402(R) (2002).
8. D. Spenato, S.P. Pogossian, and H. Le Gall, *J. Magn. Magn. Mater.* **262**, 294 (2003); D. Spenato and S.P. Pogossian, *J. Magn. Magn. Mater.* **285**, 79 (2005).
9. T. Ambrose, R.L. Sommer, and C.L. Chien, *Phys. Rev.* **B56**, 83 (1997).
10. J. Camarero, J. Sort, A. Hoffmann, J.M. Garcia-Martin, B. Dieny, R. Miranda, and J. Nogues, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 057204 (2005).
11. F. Radu, M. Etzkorn, T. Schmitte, R. Seibrecht, A. Schreier, K. Westerholt, and H. Zabel, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 251 (2002).
12. E. Pina, C. Prados, and A. Hernando, *Phys. Rev.* **B69**, 052402 (2004).
13. W.-T. Lee, S.G.L. de Velthuis, G.P. Felcher, F. Klose, T. Gredig, and E.D. Dahlberg, *Phys. Rev.* **B69**, 224417 (2004).
14. A. Hoffmann, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 097203 (2004).
15. S. Brems, D. Buntinx, K. Temst, C. van Haesendonk, F. Radu, and H. Zabel, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 157202 (2005).
16. A. Kirilyuk, Th. Rasing, H. Jaffres, D. Lacour, and F. Nguyen Van Dau, *J. Appl. Phys.* **91**, 7745 (2002).
17. J. McCord, R. Schafer, R. Mattheis, and K.-U. Barholz, *J. Appl. Phys.* **93**, 5491(2003).
18. P. Gogol, J.N. Chapman, M.F. Gillies, and F.W.M. Vanhelmont, *J. Appl. Phys.* **92**, 1458 (2002).
19. S.L. Gnatchenko, D.N. Merenkov, A.N. Bludov, V.V. Pishko, Yu.A. Shakhayeva, M. Baran, R. Szymczak, and V.A. Novosad, *J. Magn. Magn. Mater.* **307**, 263 (2006).
20. N.N. Phuoc and T. Suzuki, *J. Appl. Phys.* **101**, 09E501 (2007).
21. C. Tsang, N. Heiman, and K. Lee, *J. Appl. Phys.* **52**, 2741 (1981); *ibid.* **53**, 2605 (1982).
22. C. Jing, S.X. Cao, and J.C. Zhang, *Phys. Rev.* **B68**, 224407 (2003).
23. Z. Lu, W. Lai, and C. Chai, *Thin Solid Films* **375**, 224 (2000).
24. R. Jungblut, R. Coehoorn, M.T. Johnson, J. aap de Stegge, and A. Reinders, *J. Appl. Phys.* **75**, 6659 (1994).
25. K.T.-Y. Kung, L.K. Louie, and G.L. Gorman, *J. Appl. Phys.* **69**, 5634 (1991).
26. L. Ritchie, X. Liu, S. Ingvarsson, G. Xiao, J. Du, and J.Q. Xiao, *J. Magn. Magn. Mater.* **247**, 187 (2002).
27. A.M. Choukh, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 1766 (1997).
28. C. Liu, C. Yu, H. Jiang, L. Shen, C. Alexander, and G.J. Mankey, *J. Appl. Phys.* **87**, 6644 (2000).
29. C. Leighton, M.R. Fitzsimmons, P. Yashar, A. Hoffmann, J. Nogues, J. Dura, C.F. Majkrzak, and Ivan K. Schuller, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4394 (2001).
30. S.P. Pogossian, D. Spenato, D.T. Dekadjevi, and J. Ben Youssef, *Phys. Rev.* **B73**, 174414 (2006).

31. S.S.P. Parkin, V.R. Deline, R.O. Hilleke, and G.P. Felcher, *Phys. Rev.* **B42**, 10583 (1990).
32. J.-V. Kim, R.L. Stamps, B.V. McGrath, and R.E. Camley, *Phys. Rev.* **B61**, 8888 (2000).
33. T. Mewes, B. Hillebrands, and R.L. Stamps, *Phys. Rev.* **B68**, 184418 (2003).

Exchange anisotropy of FeNi/FeMn
polycrystalline films with asymmetric hysteresis
loop

D.N. Merenkov, A.N. Bludov, S.L. Gnatchenko,
M. Baran, R. Szymczak, and V.A. Novosad

The process of magnetization reversal of a polycrystalline FeNi(50 E)/FeMn(50 E) film prepared in magnetic field is investigated in a temperature interval 25–300 K. The external field in the film plane is directed along the easy or hard axis of the ferromagnetic layer. The magnetization reversal in the film along the easy axis causes a strong asymmetry of the hysteresis loop in addition to the exchange bias. As the temperature is lowered, the

asymmetry becomes more distinct and the bias increases. When the external field is applied along the hard axis, the field dependence of the film magnetization are symmetric and non-biased. Magnetization reversal is considered within the model allowing for the high-order exchange anisotropy in polycrystalline films. It is shown that the observed strong asymmetry of the hysteresis loop is related to the formation of an angular phase and to the existence of a metastable state. The lowering of the film temperature leads to the extension of the field interval of the angular phase, which occurs due to increase in the constants of exchange anisotropy.

PACS: 75.70.Cn Interfacial magnetic properties;
75.60.Ej Magnetization curves, hysteresis, Barkhausen and related effects;
75.30.Et Exchange and superexchange interactions;
75.30.Gw Magnetic anisotropy.

Keywords: exchange anisotropy, asymmetry of hysteresis loop, magnetization reversal, angular phase.