

Особенности магнитосопротивления многослойных систем магнитных наноструктур в слабых магнитных полях*

© А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия

E-mail: pudonin@sci.lebedev.ru

Предложены новые магнитные структуры — многослойные системы магнитных наноструктур, представляющие собой чередующиеся слои наноструктур различных магнетиков. Исследованы электрические, магнитные и магнитооптические свойства данных систем. Обнаружено магнитосопротивление $\sim 2\%$, которое связано с анизотропным эффектом. В многослойных структурах из магнитных наноструктур обнаружена однонаправленная ось преимущественного намагничивания, которая изменяет свою ориентацию в зависимости от параметров структур. Оценена величина магнитного поля, необходимого для переориентации этой оси в противоположном направлении — $2 < H_A < 20$ кОе. Периодические многослойные структуры из магнитных наноструктур обладают высокой чувствительностью к сверхслабым магнитным полям (до 10^{-6} Ое).

Работа поддержана грантом РФФИ № 08-02-00252-а.

1. Введение

В настоящее время в ведущих научных лабораториях проводятся исследования физических свойств магнитных наноструктур различного типа. Это связано как с фундаментальными проблемами природы магнетизма в наноструктурах, так и с большим прикладным потенциалом таких систем. Большое внимание уделяется исследованиям различного типа квазиульмерных магнитных систем, которые изучены недостаточно и которые можно было бы использовать как основу для создания магнитной оперативной памяти, всевозможных датчиков магнитного поля и других элементов спинтроники. По этой причине наблюдается рост исследований, посвященных изучению процессов намагничивания массивов из магнитных наночастиц различной формы (круглых, эллиптических, крестообразных и др. [1–3]), а также магнитных наноконструктов, в которых наблюдается целый ряд интересных, но до конца не изученных физических явлений (см., например, обзор [4]). Так, в магнитных наноконструктах обнаружено высокое магнитосопротивление (до 10%), и в зависимости от концентрации магнитных наночастиц в диэлектрической матрице в наноконструкте будет преобладать либо туннельная проводимость, либо перколяционная (металлическая). Кроме того, наблюдается и еще один эффект, природа которого в настоящее время до конца не выяснена: наноконструкты, в которых магнитные наночастицы имеют магнитную анизотропию, различающуюся по энергии и ориентации, обнаруживают одновременно положительно и отрицательное магнитосопротивление (см., например, [5–7]). Необходимо отметить, что, несмотря на большое магнитосопротивление и относительную простоту технологии изготов-

ления, процессы перемагничивания в наноконструктах происходят в относительно больших по величине магнитных полях (до нескольких десятков кОе), что пока препятствует их широкому практическому применению.

В настоящей работе предложена новая магнитная структура на основе периодических многослойных систем из магнитных наноструктур и проведены исследования ее магнитных и транспортных свойств, а также изучены магнитооптические свойства предлагаемых систем с использованием магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОКЕ).

2. Приготовление структур

Предлагаемые многослойные системы магнитных наноструктур состояли из периодически чередующихся островковых слоев магнетиков, которые различаются некоторыми магнитными параметрами (например, жесткостью, коэрцитивным полем) — FeNi, FeNiCo, CoNi, CoCr, Co, SmCo и др. Магнитные наноструктуры выращивались методом радиочастотного катодного распыления. С помощью атомно-силового микроскопа (AFM) было показано [8], что очень тонкие слои магнетиков и металлов (FeNi, Ti, W и др.) представляют собой сложную разупорядоченную систему из наноструктур. Латеральные размеры таких островков (как магнитных, так и немагнитных) лежат в диапазоне 5–30 nm, их толщина не превышает 1–2 nm, а расстояние между ними составляет 1–5 nm. Также ранее [9,10] рентгеновскими методами нами было установлено, что немагнитные (Ti) и магнитные (Ni) пленки толщиной $d < 1$ nm представляют собой островковые структуры, состоящие из плоских овальных по форме островков.

Периодические многослойные структуры из магнитных наноструктур изготавливались путем поочередного напыления островковых слоев магнитомягкого (FeNi

* Доклад на XIV Ежегодном Международном симпозиуме „Нанофизика и нанoeлектроника-2010“ (Нижний Новгород, март 2010 г.) Основные материалы симпозиума опубликованы в выпуске 11 за 2010 г.

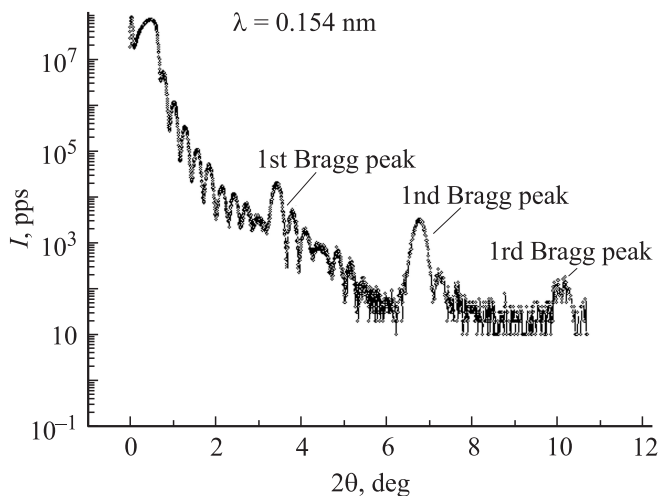


Рис. 1. Угловая зависимость рентгеновского отражения I от многослойной островковой структуры $[\text{ZnTe}(1.5\text{ nm})-\text{Ti}(0.9\text{ nm})]_{10}$, полученная на установке Unisantis X-Ray MiniLab.

или FeNoCo) и магнитомягкого (CoCr, Co, CoNi и др.) магнетиков. В этих периодических многослойных системах наностройки соседних слоев практически соприкасались друг с другом. В качестве диэлектрической подложки использовался, как правило, ситам. Каждый слой наностройки характеризовался эффективной толщиной d , соответствующей сплошному слою данного ферромагнетика. Эффективная толщина каждого слоя контролировалась по времени напыления (скорость осаждения каждого материала определялась заранее согласно процедуре, описанной в [8]) и не превышала 1 nm. Некоторые из полученных магнитных структур после изготовления отжигались на воздухе при температуре $\sim 300-400^\circ\text{C}$ в отсутствие внешнего магнитного поля. Было выращено несколько серий многослойных структур с магнитными наностройками из различных магнетиков. Эти структуры различались эффективными толщинами островковых слоев и числом слоев. Часть структур дублировалась для проверки воспроизводимости основных характеристик структур.

Поскольку многослойные структуры состояли из островковых слоев, островки из слоя одного магнетика могли частично попадать в близлежащие слои другого магнетика. В таком случае периодичность чередования слоев разрушалась бы, и вся структура была бы системой из перемешанных между собой островков магнитомягких и магнитомягких магнетиков. Для проверки наличия периодичности выращенных структур были проведены рентгеновские исследования. Специально для этого на кремниевой подложке была выращена структура, состоящая из периодически чередующихся слоев островков Ti (эффективная толщина $\sim 0.9\text{ nm}$) и сплошных слоев ZnTe (толщина $\sim 1.5\text{ nm}$) — $[\text{Ti}(0.9\text{ nm})-\text{ZnTe}(1.5\text{ nm})]_{10}$. Данная структура позволяла получать более надежные результаты рентгеновских измерений (так как отражение

рентгеновского излучения от чисто металлических магнитных островковых структур было мало). Для этой структуры была измерена угловая зависимость отражения рентгеновского излучения на установке Unisantis X-Ray MiniLab, мощность $P = 280\text{ W}$ (28 kV, 10 mA). Полученная зависимость свидетельствовала о хорошей периодичности чередования слоев исследуемой структуры (наличие трех брэгговских пиков, рис. 1). Это значит, что островки Ti не перемешивались со слоями ZnTe. Мы полагаем, что и выращенные структуры из магнитных наностройки являются периодическими и перемешивание островковых слоев незначительно.

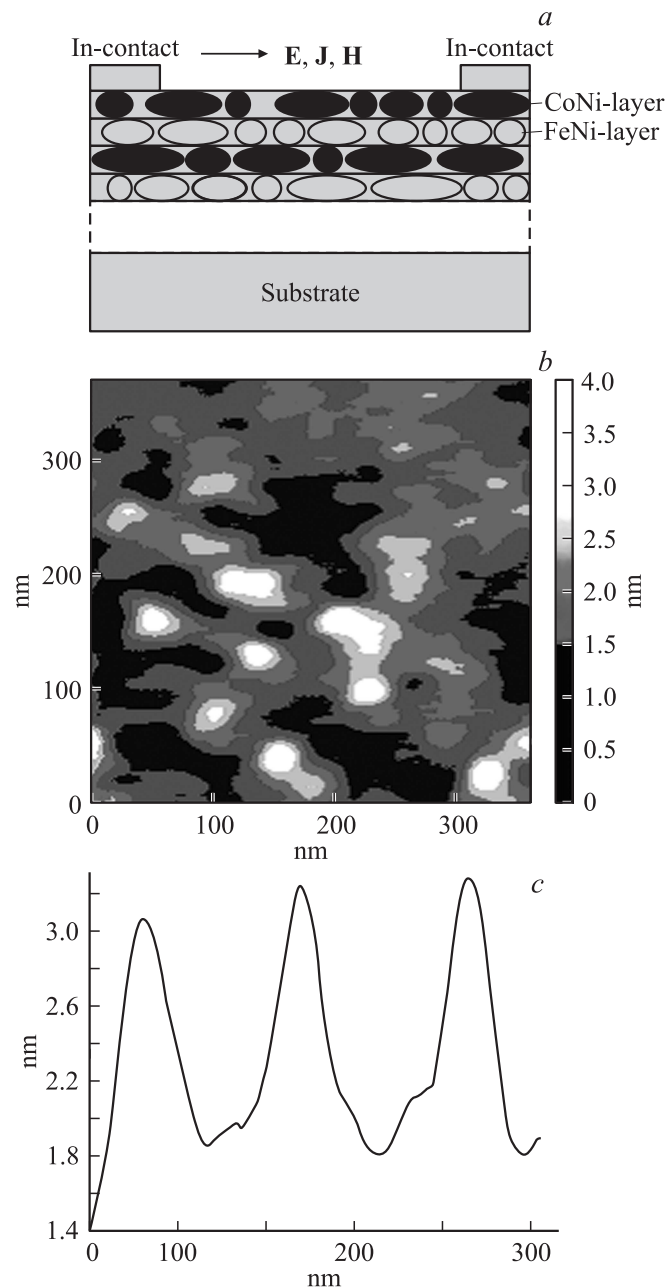


Рис. 2. Схематическое изображение (a) и топография поверхности (b) структуры № 2 ($\text{FeNi}-\text{CoNi}$)₁₀ и поперечное сечение части структуры (c).

Выращенные многослойные структуры из магнитных наностроек являются, как мы полагаем, своеобразной разновидностью магнитных нанокомпозитов. Однако для многослойных структур из магнитных наностроек, когда внутри каждого слоя реализуется туннельный механизм переноса носителей [11] и в то же время наностройки соседних слоев практически касаются друг друга и таким образом может иметь место в целом металлическая проводимость, ситуация усложняется.

Все исследования электронного транспорта и магнитосопротивления проводились в латеральном направлении (электрическое и магнитное поле прикладывались параллельно слоям наностроек). Для этих измерений из выращенных структур изготавливались образцы шириной 0.5–1.5 мм и длиной 2–3.5 мм. Омические контакты создавались путем нанесения индия на поверхность многослойной структуры. Во всех случаях структуры приготавливались так, чтобы ориентация оси легкого намагничивания (ОЛН) (которая, как вначале предполагалось, совпадает с ориентацией ОЛН толстых пленок тех же магнетиков) и направление протекания электрического тока совпадали. Схематическое изображение исследуемых структур представлено на рис. 2, *a*; на рис. 2, *b* приведена полученная с помощью AFM топография поверхности островкового слоя FeNi (эффективная толщина ~ 0.6 нм) на ситалловой подложке. На рис. 2, *c* представлен поперечный разрез части этой структуры. Детальное изучение островковых структур с помощью AFM и магнитно-силовой микроскопии не проводилось.

3. Результаты исследований и обсуждение

Были исследованы системы $(\text{FeNi}-\text{CoNi})_n$ с различными эффективными толщинами магнитных островковых слоев и числом слоев n : структуры типа № 1, в которых эффективные толщины FeNi и CoNi совпадали и составляли 0.4 нм, и структуры типа № 2, в которых толщины слоев FeNi — 0.4 нм, а CoNi — 0.6 нм. Следует отметить, что значительных различий в характере поведения основных зависимостей для систем из других пар магнетиков (например, FeNiCo–CoCr) обнаружено не было.

В настоящей работе приводятся результаты исследований структур из различных магнетиков и с разным числом бислоев.

Было обнаружено, что, несмотря на островковую структуру, все исследуемые образцы имели металлический характер проводимости: была измерена температурная зависимость сопротивления структур (рис. 3) и обнаружено практически линейное уменьшение сопротивления с понижением температуры.

Далее, при комнатной температуре была исследована зависимость сопротивления образцов от амплитуды внешнего магнитного поля. На рис. 4 приведе-

ны характерные зависимости сопротивления структуры № 1 $(\text{FeNi}-\text{CoNi})_{10}$ от магнитного поля при параллельной (*a*) и перпендикулярной (*b*) ориентациях магнит-

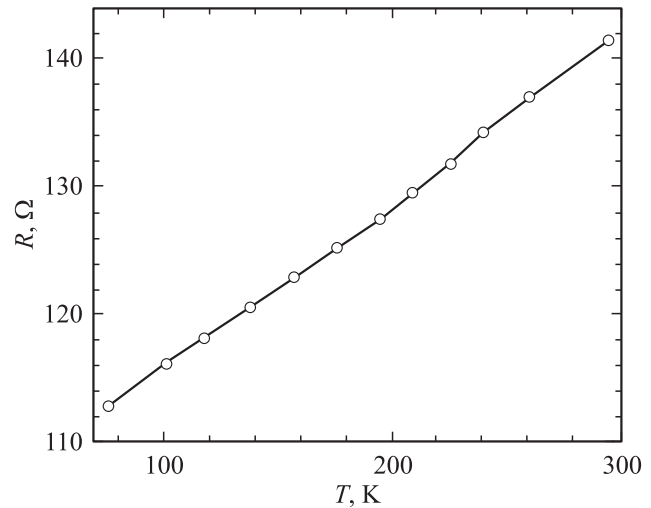


Рис. 3. Зависимость сопротивления от температуры для структуры № 2 $(\text{FeNi}-\text{CoNi})_{10}$.

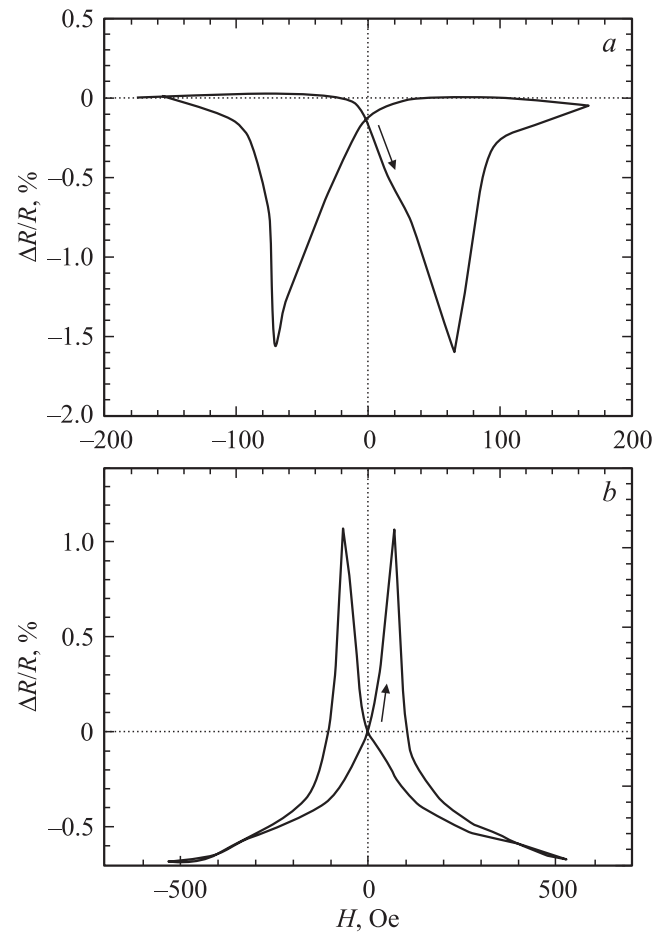


Рис. 4. Зависимость магнитосопротивления структуры № 1 $(\text{FeNi}-\text{CoNi})_{10}$ от амплитуды магнитного поля. *a* — ориентация $\mathbf{H} \parallel \mathbf{J}$. *b* — ориентация $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$.

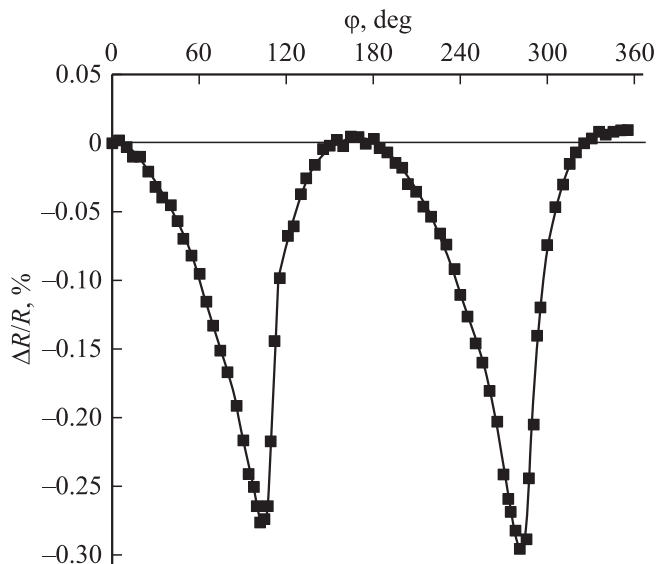


Рис. 5. Изменение магнитосопротивления структуры № 1 (FeNi–CoNi)₂₀ в зависимости от ориентации образца во внешнем магнитном поле.

ного поля по отношению к направлению протекания тока \mathbf{J} . Похожие зависимости наблюдались для структур типа № 2 и для структур, выращенных из островковых слоев других магнетиков. Полученные данные свидетельствуют о наличии в структурах, выращенных из магнитных наностроек, достаточно большого магнитосопротивления $R_H = \Delta R/R \sim 2\%$ (в некоторых структурах R_H достигало $\sim 3\%$).

Как можно заметить, R_H принимает как положительное, так и отрицательное значение. Когда $\mathbf{H} \parallel \mathbf{J}$, магнитосопротивление имеет отрицательный знак и возрастает по модулю при увеличении амплитуды поля H . R_H достигает максимума при $H \sim 60$ Ое, после чего начинает уменьшаться и при $H > 160$ Ое достигает нуля. Такое поведение R_H характерно для анизотропного магнитосопротивления, когда ориентация ОЛН не совпадает с направлением протекания тока \mathbf{J} . В данном случае при возрастании поля H структура сначала намагничивается вдоль ОЛН, которая ориентирована, как мы полагаем, под некоторым углом к направлению тока \mathbf{J} . При этом магнитосопротивление отрицательно. При достижении полем значения ~ 60 Ое структура начинает намагничиваться в направлении поля \mathbf{H} , в результате чего R_H начинает падать и стремится изменить знак с отрицательного на положительный. В то же время, когда $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$, структура тоже сначала намагничивается в направлении ОЛН, и R_H возрастает, имеет положительный знак и достигает максимума при $H \sim 60$ Ое. При $H > 60$ Ое магнитосопротивление уменьшается, и при $H > 100$ Ое R_H становится отрицательным, как это имеет место для анизотропного магнитосопротивления. Таким образом, можно предположить, что ориентация ОЛН у многослойных структур из магнитных наностроек не сов-

падает, как это первоначально предполагалось, с ориентацией ОЛН у толстых ($d > 10$ nm) пленок магнетиков, используемых для получения островковых структур и выращенных в тех же технологических условиях.

Для подтверждения того, что магнитосопротивление многослойных структур из магнитных островков обусловлено главным образом анизотропным эффектом, была изучена зависимость R_H от угла между током \mathbf{J} и магнитным полем \mathbf{H} . Для анизотропных эффектов характерна угловая зависимость магнитосопротивления типа $R_H \sim \cos^2 \varphi$, где φ — угол между вектором намагниченности структуры и направлением электрического тока, протекающего в структуре [4,5]. На рис. 5 для структуры № 1 (FeNi–CoNi)₂₀ приведена зависимость $R_H(\varphi)$. В этих структурах, как и во всех других, ОЛН не совпадала с ориентацией протекающего тока \mathbf{J} (структур с совпадающей (параллельной) ориентацией ОЛН и \mathbf{J} приготовлено не было). Как можно заметить, характер зависимости R_H от φ действительно практически соответствует закону $\cos^2 \varphi$, что свидетельствует о решающей роли анизотропного эффекта в формировании магнитосопротивления в многослойных структурах из магнитных наностроек.

Особенности процессов намагничивания многослойных систем из магнитных наностроек изучались с помощью магнитооптического экваториального эффекта Керра при различных ориентациях образцов в магнитном поле. Исследовалось изменение отражения p -поляризованного света под действием внешнего поля \mathbf{H} (δ -эффект): $\delta(H) = [R(0) - R(H)]/R(0)$. Здесь $R(0)$ и $R(H)$ — отражение от структуры p -поляризованного света при $H = 0$ и при приложении поля величины H соответственно. Для измерений использовался модифицированный лазерный эллипсометр ЛЭФ-2 ($\lambda = 632.8$ nm, $p \sim 1$ mW); отраженный свет попадал на ФЭУ, а затем с ФЭУ сигнал поступал на селективный вольтметр. Для изучения δ -эффекта образец помещался в переменное ($f = 66$ Hz) магнитное поле H (H изменялось в диапазоне 0–400 Ое) и с помощью селективного вольтметра на частоте f измерялось изменение интенсивности отраженного от структуры света в зависимости от амплитуды переменного магнитного поля (сигнал МОКЕ). Кроме того, были получены полевые зависимости эффекта Керра при различных ориентациях образца в магнитном поле путем вращения образца на любой желаемый угол по отношению к жестко закрепленной магнитной катушке.

На рис. 6 представлены характерные полевые зависимости величины МОКЕ для структуры № 2 (FeNi–CoNi)₂₀ при различных ориентациях по отношению к внешнему магнитному полю. Нулевой угол совпадал с направлением протекания тока \mathbf{J} .

Как можно видеть, данная структура начинает намагничиваться уже при малых амплитудах магнитного поля и во всех направлениях, в которых ориентируется образец во внешнем магнитном поле (в том числе и когда $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$ или $\mathbf{H} \parallel \mathbf{J}$).

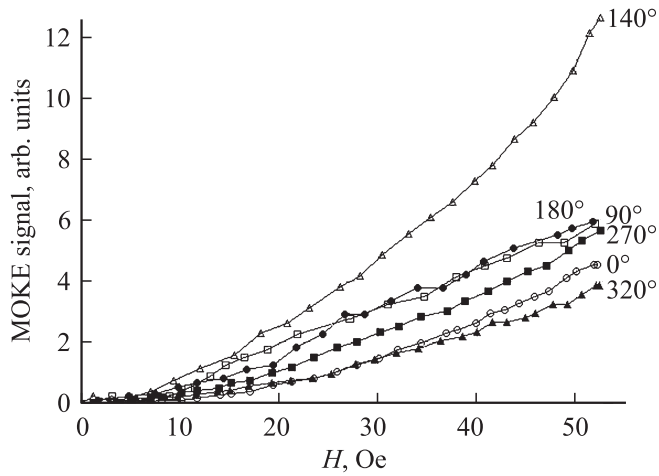


Рис. 6. Зависимость величины МОКЕ от амплитуды магнитного поля для различных ориентаций структуры № 2 (FeNi-CoNi)₂₀ по отношению к магнитному полю.

Характерной особенностью полевых зависимостей эффекта Кюри для разных ориентаций многослойных островковых структур по отношению к магнитному полю было наличие оси преимущественного намагничивания структуры. Например, для структуры № 2 (FeNi-CoNi)₂₀ ось преимущественного намагничивания была направлена под углом $\varphi \sim 140^\circ$ к направлению протекания тока \mathbf{J} (рис. 6). Сигнал МОКЕ в данном направлении почти в 3 раза превышал величину МОКЕ, когда магнитное поле было ориентировано в противоположном направлении (когда $\varphi \sim 320^\circ$). Это значит, что в исследуемых системах магнитных наноструктур возникает явление, похожее на широко исследуемую в настоящее время однонаправленную магнитную анизотропию. Обычно однонаправленная (обменная) магнитная анизотропия возникает в системах ферромагнетик–антиферромагнетик (ферромагнетик), в ферримагнетиках со „слабой“ подрешеткой и проявляется в виде смещения петель гистерезиса вдоль оси магнитного поля [12,13]. Причиной возникновения однонаправленной магнитной анизотропии, например, в системе ферромагнетик–антиферромагнетик в самом общем случае является обменное взаимодействие магнитных моментов одной из подрешеток антиферромагнетика с магнитными моментами ферромагнитного слоя. Это взаимодействие ориентирует близлежащие магнитные моменты ферромагнетика в направлении намагниченности одной из подрешеток антиферромагнетика, что приводит к дополнительной остаточной намагниченности ферромагнетика. Следствием такого взаимодействия является сдвиг петель гистерезиса в магнитном поле. Необходимо отметить, что природа возникновения однонаправленной магнитной анизотропии в различных системах в настоящее время до конца далеко не ясна. Для выяснения причин возникновения в многослойных системах из магнитных наноструктур обменной анизотропии необходимы дальнейшие исследования.

Было обнаружено, что ось однонаправленной магнитной анизотропии изменяла свою ориентацию при изменении параметров многослойных систем магнитных наноструктур, например, в зависимости от количества слоев n и вида подложки (кремний, ситалл или гибкая подложка типа лавсана). Это свидетельствует о том, что в формировании данной анизотропии, по-видимому, не принимает участия магнитная анизотропия формы, которая, как отмечалось в [14], может возникать при некоторых условиях в процессе изготовления островковых систем.

В работе была оценена величина поля H , необходимая для переориентации оси преимущественного намагничивания в направлении, противоположном исходному. Для этого к структуре № 2 (FeNi-CoNi)₂₀ прикладывалось магнитное поле в направлении, противоположном ориентации оси обменной анизотропии. До и после приложения магнитного поля измерялись полевые зависимости эффекта Керра в направлениях $\varphi \sim 40$ и 320° , а также в направлениях, перпендикулярных оси обменной анизотропии, — $\varphi \sim 50$ и $\sim 230^\circ$. Поля до 2 кОе не приводили к изменению ориентации оси анизотропии, что проявлялось в практически неизменных полевых

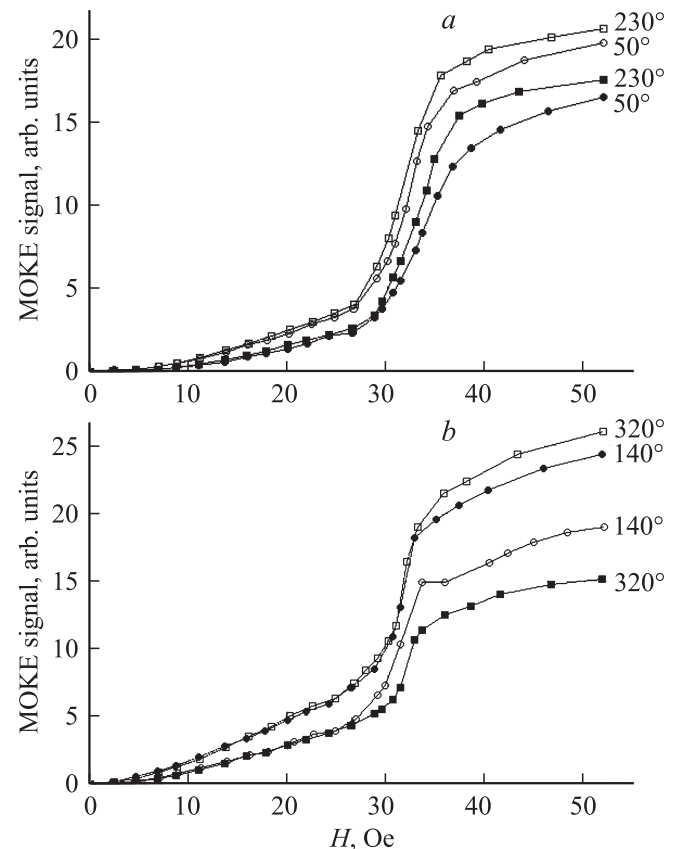


Рис. 7. Полевые зависимости величины МОКЕ до (светлые символы) и после (темные символы) приложения поля $H \sim 20$ кОе в противоположном однонаправленной оси направлении: для ориентации образца в перпендикулярном (а) и параллельном (б) направлениях по отношению к однонаправленной оси.

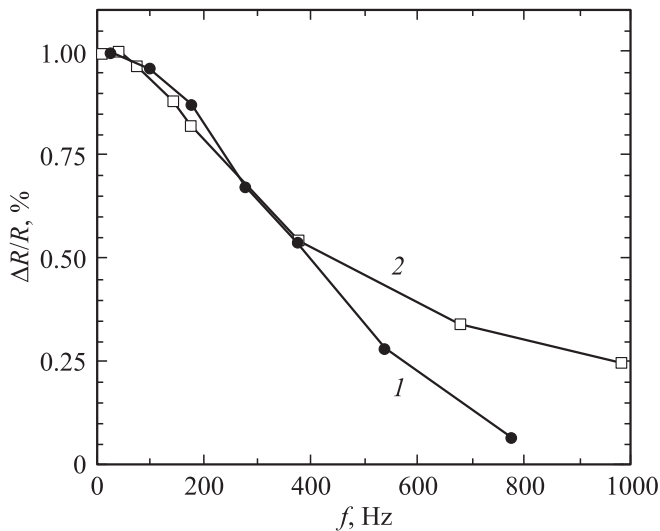


Рис. 8. Зависимости магнитосопротивления от частоты внешнего магнитного поля для структур № 1 и 2 (FeNi–CoNi)₁₀. Номера кривых соответствуют номерам структур.

зависимостях МОКЕ для данных направлений. В настоящей работе ввиду конструктивных особенностей измеряемой установки использовались переменные магнитные поля амплитудой не более 2 кОе. Поэтому для приложения больших по величине магнитных полей образцы вынимались из измерительной системы и затем к ним прикладывалось магнитное поле ~ 20 кОе, которое создавалось постоянными магнитами из SmCo. Магнитное поле $H \sim 20$ кОе привело к изменению ориентации однонаправленной оси магнитной анизотропии на противоположную. Можно заметить (рис. 7, *b*), что полевые зависимости МОКЕ в направлениях $\varphi \sim 140$ и 320° поменялись местами после приложения магнитного поля 20 кОе в направлении, обратном по отношению к первоначальной ориентации однонаправленной оси. На данном рисунке кривые, обозначенные светлыми символами, представляют полевые зависимости МОКЕ до воздействия поля $H \sim 20$ кОе, а кривые, обозначенные темными символами, — после воздействия поля H . Для направлений $\varphi \sim 50$ и $\sim 230^\circ$ приложение магнитного поля не привело к существенным изменениям (рис. 7, *a*). Полученные данные позволяют оценить величину поля магнитной анизотропии H_A в системах магнитных наностроек: $2 < H_A < 20$ кОе. Необходимо отметить неожиданно большую величину поля обнаруженной магнитной анизотропии. Подобные величины магнитных полей обычно характерны для процессов перемангничивания магнитных нанокмполитов. Поэтому можно предположить, что большая величина H_A , как и у нанокмполитов, может быть связана с существованием в островковых системах отдельных кластеров или островков с большими магнитными моментами.

В заключение необходимо кратко остановиться на том, что практически все исследуемые многослойные структуры из магнитных наностроек, которые были

подвергнуты термическому отжигу при $T \sim 300\text{--}400\text{C}$ (магнитное поле во время отжига не прикладывалось), проявляли высокую чувствительность к сверхслабым магнитным полям. В ряде случаев данные структуры были способны фиксировать магнитные поля величиной до 10^{-6} Ое. Для определения предельного магнитного поля, которое способно детектировать отожженные многослойные островковые структуры, был использован тот обнаруженный нами факт, что величина магнитосопротивления слабо зависит от частоты переменного магнитного поля в диапазоне 0–200 Hz (рис. 8). Это позволило использовать модуляционную методику и детектировать переменное магнитное поле. На структуры подавалось переменное магнитное поле частотой $f \sim 120$ Hz, создаваемое электромагнитом, и с помощью синхронного детектирования исследовалась зависимость сопротивления на частоте $f \sim 120$ Hz от уменьшающейся амплитуды магнитного поля. Использование переменного магнитного поля позволило избежать проблем, связанных с экранированием внешних магнитных полей. Магнитное поле, при котором сигнал с синхронного детектора, связанный с сопротивлением исследуемой структуры, сравнивался с шумами, и являлось наименьшим по амплитуде магнитным полем, которое была способна детектировать исследуемая структура. Было установлено, что это минимальное поле было меньше 10^{-5} Ое и составляло в ряде случаев несколько единиц, 10^{-6} Ое. Более подробные исследования чувствительности многослойных периодических структур из магнитных наностроек к воздействию слабых магнитных полей будут проведены в дальнейшем.

4. Заключение

Нами предложены и выращены новые магнитные структуры — многослойные периодические системы из магнитных наностроек. Проведенные исследования показали, что в этих структурах наблюдается магнитосопротивление $R_H \sim 2\%$, обусловленное анизотропным эффектом. Кроме того, в многослойных островковых структурах обнаружена ось преимущественного намагничивания, ориентация которой зависела от вида подложек и количества слоев в структуре. Была оценена величина магнитного поля, необходимого для переориентации однонаправленной оси в направлении, противоположном исходному, — $2 < H_A < 20$ кОе.

Было обнаружено, что подобные периодические многослойные системы магнитных наностроек чрезвычайно чувствительны к воздействиям сверхслабых магнитных полей и способны детектировать магнитные поля величиной до 10^{-6} Ое.

Авторы приносят благодарность А.Г. Турьянскому за проведение рентгеновских экспериментов.

Работа поддержана грантом РФФИ.

Список литературы

- [1] K.Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi. *Phys. Rev. B* **65**, 024414 (2001).
- [2] С.А. Гусев, Ю.Н. Ноздрин, М.В. Сапожников, А.А. Фраерман. *УФН* **170**, 331 (2000).
- [3] А.А. Фраерман, С.А. Гусев, Б.А. Грибков, О.Д. Ермолаева, И.М. Нефедов, И.Р. Каретникова, А.Ю. Климов, О.Г. Удалов, В.Л. Миронов. Сб. тр. XXI Междунар. конф. НМММ. М. (2009). БЮ-18.
- [4] В.А. Aronzon, S.V. Kapelnitsky, A.S. Lagutin. In: *Thin films and nanostructures* / Eds V. Agranovich, D. Taylor. Elsevier (2009). V. 34. Pt. 3. Ch. 12. P. 581.
- [5] И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников. *Природа* **1**, 11 (2006).
- [6] А.Е. Варфоломеев, М.В. Седова. *ФТТ* **45**, 3, 500 (2003).
- [7] Б.А. Аронзон, А.Е. Варфоломеев, Д.Ю. Ковалев, А.А. Ликальтер, В.В. Рыльков, М.А. Седова. *ФТТ* **41**, 6, 944 (1999).
- [8] А.П. Болтаев, Н.А. Пенин, А.О. Погосов, Ф.А. Пудонин. *ЖЭТФ* **123**, 5, 1067 (2003).
- [9] I.F. Mikhailov, S.S. Borisova, L.F. Fomina, I.N. Babenko, N.N. Melnik, F.A. Pudonin. *Cryst. Res. Technol.* **23**, 6, 871 (1993).
- [10] I.F. Mikhailov, S.S. Borisova, L.P. Fomina, I.N. Babenko, N.N. Melnik, F.A. Pudonin. *Cryst. Res. Technol.* **27**, 8, 1061 (1992).
- [11] А.П. Болтаев, Н.А. Пенин, А.О. Погосов, Ф.А. Пудонин. *ЖЭТФ* **126**, 4, 827 (2004).
- [12] К.П. Белов. *УФН* **169**, 7, 797 (1999).
- [13] Г.И. Фролов, В.Ю. Яковчук, В.А. Средкин, Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, В.В. Поляков. *ЖТФ* **75**, 12, 69 (2005).
- [14] D. Clemens, A. Vananti, C. Terrier, P. Böni, B. Schnyder, S. Tixier, M. Horisberger. *Physica B* **234–236**, 500 (1997).