

05,13

Магнитная анизотропия многослойных гетероструктур $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$

© А.И. Безверхний^{1,2}, А.Д. Таланцев^{1,2}, Ю.Е. Калинин³, А.В. Ситников³,
 В.А. Никитенко⁴, О.В. Коплак^{1,2}, О.С. Дмитриев², Р.Б. Моргунов^{1,4,¶}

¹ Институт проблем химической физики РАН,
 Черноголовка, Россия

² Тамбовский государственный технический университет,
 Тамбов, Россия

³ Воронежский государственный технический университет,
 Воронеж, Россия

⁴ Российский университет транспорта (МИИТ),
 Москва, Россия

¶ E-mail: morgunov2005@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 29 августа 2018 г.)

В гетероструктурах $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$, состоящих из чередующихся слоев SiO_2 с распределенными в них наночастицами CoFeB и слоев Bi_2Te_3 , получены значения магнитной анизотропии методами ферромагнитного резонанса и магнитометрии. Установлено, что гетероструктуры обладают анизотропией $\sim 10^6$ erg/cm³, ориентирующей магнитный момент в плоскости пленок. Пленки не являются сплошными, а распадаются в процессе напыления на наночастицы CoFeB средним диаметром 5 nm, который при их намагниченности насыщения $M_S = 720$ emu/cm³ отвечает температуре блокировки намагниченности ~ 30 К. Обнаруженная зависимость константы анизотропии от толщины слоев гетероструктур является немонотонной в результате конкуренции поверхностной и объемной анизотропии ферромагнитных гранул, из которых состоят пленки.

Работа выполнена при поддержке грантом 3.1992.2017/4.6 в рамках конкурса научных проектов, выполняемых научными коллективами исследовательских центров и (или) научных лабораторий образовательных организаций высшего образования.

DOI: 10.21883/FTT.2019.02.47124.235

1. Введение

Одним из примеров элементной базы спинтроники являются спиновые вентили и псевдовентили, которые состоят из двух монокристаллических тонких пленок ферромагнитного материала, разделенных тонким слоем немагнитного материала [1–2]. В частности, широко известны и пользуются широким спросом в электронике спиновые вентили на основе мягкого ферромагнитного сплава $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ с перпендикулярной анизотропией, демонстрирующие высокое магнитосопротивление — 50–100%. Многослойные структуры получают методом магнетронного напыления, и в идеальном случае пленки получаются однородными, с точно известной толщиной слоев. Технологии изготовления таких приборов требуют, чтобы толщина ферромагнитного слоя была менее 2 nm для того, чтобы перпендикулярная поверхностная анизотропия ферромагнетика оказывалась сильнее анизотропии формы и объемной анизотропии, стремящихся ориентировать намагниченность вдоль плоскости. Трудность в изготовлении таких пленок заключается в том, что при таких толщинах, всего на порядок превышающих параметр кристаллической решетки, возникает нестабильность, которая не позволяет напылить сплошную пленку, а приводит к ее разбиению на фраг-

менты (островки) в матрице диэлектрика (рис. 1, 2). Такие материалы называются магнитными наноккомпозитами (НК). Примером такого композита являются наночастицы $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20}$ в матрице SiO_2 , магнетронное напыление которых описано в [2]. Эти островковые пленки также обладают гигантским магнитосопротивлением на уровне 6% [3] при размерах гранул 2–6 nm, меньшим предела однодоменности ~ 10 nm [4,5]. Концентрация ферромагнитных гранул x определяет свойства композита $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$. При низких концентрациях $x \sim 1\%$ (рис. 1, *a*) магнитные свойства композита, очевидно, определяются свойствами отдельных гранул кластера (их кристаллической и поверхностной анизотропией). При больших концентрациях ферромагнетика $x \sim 10$ –50% гранулы связаны между собой значительным диполь-дипольным взаимодействием, которое дает вклад в эффективную анизотропию композита (рис. 1, *b*). Если концентрация гранул выше порога перколяции $x \sim 50\%$ (рис. 1, *c*), частицы формируют агломераты сложной формы, и дать предсказания о магнитной анизотропии системы становится трудно. Наконец, при $x = 100\%$ ситуация возвращается к сплошной пленке, описание магнитной анизотропии которой в литературе хорошо известно и не представляет трудностей [1–2] (рис. 1, *d*). Из перечисленных случаев интерес представ-

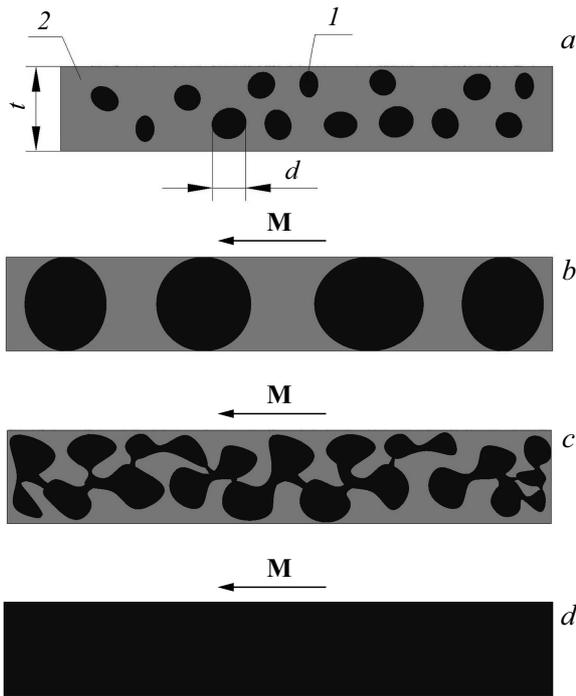


Рис. 1. *a* — эскиз пленки толщиной t , содержащей независимые частицы I диаметром d в матрице диэлектрика 2 ; *b* — поперечное сечение пленки толщиной $t \approx 5$ nm с распределенными в ней ферромагнитными частицами диаметром $d \approx t$ и концентрацией $30\% < x < 70\%$; *c* — поперечное сечение пленки с частицами, образующими фрактальную структуру; *d* — сплошная пленка ферромагнитного материала.

ляют системы, изображенные на рис. 1, *b, c*, поскольку для них значение магнитной анизотропии неизвестно и не поддается теоретической оценке.

В этой работе мы сосредоточимся на исследовании случая, изображенного на рис. 1, *c*, для которого концентрация частиц CoFeB в SiO_2 составляет $\sim 60\%$, то есть содержание ферромагнитного наполнителя выше порога перколяции [1,2]. Аналитически задачу взаимодействия наногранул в композите решить не удастся из-за хаотического распределения их формы, расстояний и мостиков между гранулами, а экспериментальные данные о подобных системах весьма скупы в литературе. Вместе с тем, одним из немногих параметров, которыми можно управлять при выращивании пленок, является их толщина. Увеличение толщины пленок ведет к их более равномерной структуре и, в пределе, приводит к сплошным толстым пленкам. Представляет интерес, как при этом меняется магнитная анизотропия сложной фрактальной системы кластеров, которые постепенно с ростом толщины пленки преобразуются в сплошную среду с предсказуемым значением магнитной анизотропии.

Поэтому целями работы было установление константы магнитной анизотропии нанокompозитов $[(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}/Bi_2Te_3]_{47}$ в ситуации с высокой концентрацией ферромагнитных гранул $x \sim 70\%$

за порогом перколяции, определение зависимости магнитной анизотропии от толщины пленок магнитного нанокompозита, а также сравнение полученных данных с ясными предельными случаями отдельных гранул и сплошных пленок.

2. Образцы и методика экспериментов

С помощью просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) было установлено, что исследуемые образцы $[(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}/Bi_2Te_3]_{47}$ состоят из чередующихся 47 ферромагнитных слоев (рис. 2, *a*), содержащих металлические гранулы CoFeB (рис. 2, *b*), распределенные в матрице SiO_2 (рис. 2, *b*). Эти слои разделены полупроводниковыми слоями Bi_2Te_3 и напылены на подложке SiO_2 . В исследуемой серии образцов толщины слоев и прослоек меняются одновременно, т.е. с увеличением номера образца становится толще как магнитный слой (CoFeB– SiO_2), так и немагнитная прослойка (Bi_2Te_3). Толщины этих слоев в [1,5] были рассчитаны, исходя из времени напыления. Из данных ТЕМ (рис. 1, *b*) следует, что реальная толщина слоев отличается от расчетной толщины, оцениваемой по

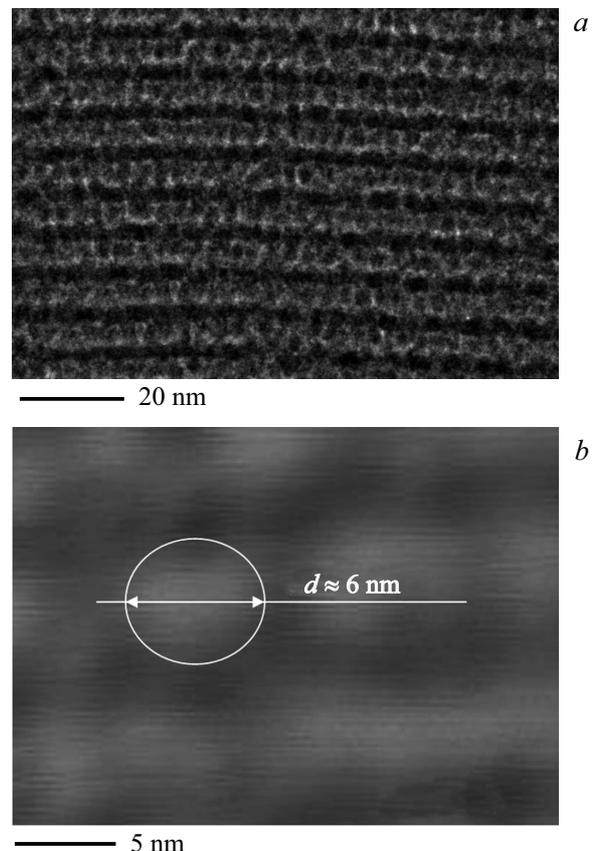


Рис. 2. *a* — изображение поперечного сечения участка CoFeB– SiO_2 , полученное на просвечивающем электронном микроскопе (ТЕМ); *b* — ТЕМ-изображение поперечного сечения многослойной пленки CoFeB– SiO_2/Bi_2Te_3 .

времени напыления, и для слоя CoFeB-SiO_2 находится в диапазоне 2.7–5 nm, а для Bi_2Te_3 в диапазоне 0.75–3 nm. Концентрация CoFeB в матрице SiO_2 была в пределах $30 < x < 70\%$. Геометрические размеры исследуемых образцов составляют $0.4 \times 3 \times 3$ mm. Ферромагнитный резонанс был исследован с помощью спектрометра электронного спинового резонанса X-диапазона EPR10-MINI. Частота микроволнового поля для образцов серии $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ составляла 9.505 GHz, мощность — 10 mW, амплитуда модулирующего поля — 10 Oe, частота модуляции — 100 kHz, добротность резонатора — 4000.

Для состояния намагниченности наночастиц важным фактором является температура блокировки T_B . При температуре выше температуры блокировки $T > T_B$ частицы находятся в суперпарамагнитном состоянии, а при температуре $T < T_B$, частицы приобретают однодоменный характер намагниченности. Для измерения T_B провели два типа измерений — охлаждение в нулевом магнитном поле (Zero-Field Cooling, ZFC) и охлаждение в ненулевом магнитном поле (Field Cooling, FC). Температура, при которой эти зависимости расходятся, является температурой блокировки T_B . При измерении в режиме ZFC образец охлаждали до температуры жидкого гелия в отсутствие магнитного поля, а затем включали постоянное измерительное магнитное поле, которое было значительно меньше поля насыщения H_S ($H = 100$ Oe), и, медленно увеличивая температуру, измеряли магнитный момент образца. Измерение температурной зависимости в режиме FC отличалось тем, что охлаждение производили в магнитном поле, превышающем намагниченность насыщения. Измерение магнитного момента производили при помощи СКВИД-магнетометра MPMS 5XL Quantum Design. Угловые зависимости намагниченности пленки вдоль различных направлений пленки были исследованы с помощью вибромагнетометра VSM 7407 (Lake Shore Cryotronics inc., USA).

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. СКВИД и вибромагнетометрия

Для определения температуры блокировки были получены температурные зависимости намагниченности $M(T)$ в режимах FC и ZFC для образца $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ с толщиной слоя CoFeB-SiO_2 равной $t = 5.2$ nm и концентрацией гранул CoFeB в SiO_2 , $x = 60\%$. Температура, при которой эти зависимости расходятся, позволяет судить о температуре блокировки. Из рис. 3 следует, что для образца, описанного выше, эта температура составляет $T_B = 27$ K.

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

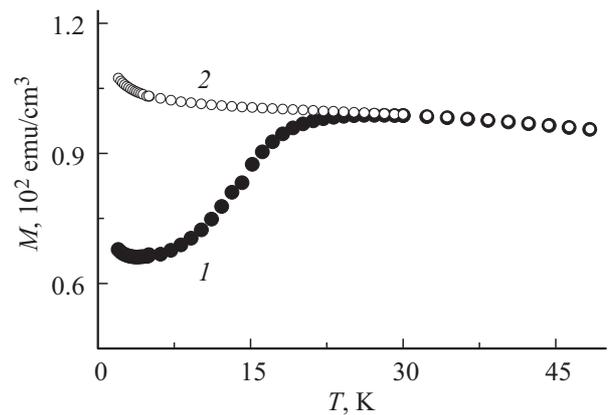


Рис. 3. Температурные зависимости магнитного момента $M(T)$ многослойной пленки $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ с толщиной одного слоя CoFeB-SiO_2 $t = 5$ nm и концентрацией гранул CoFeB в SiO_2 $x = 60\%$, измеренные в поле 100 Oe после предварительного охлаждения в нулевом поле (1), и в поле 10 kOe (2).

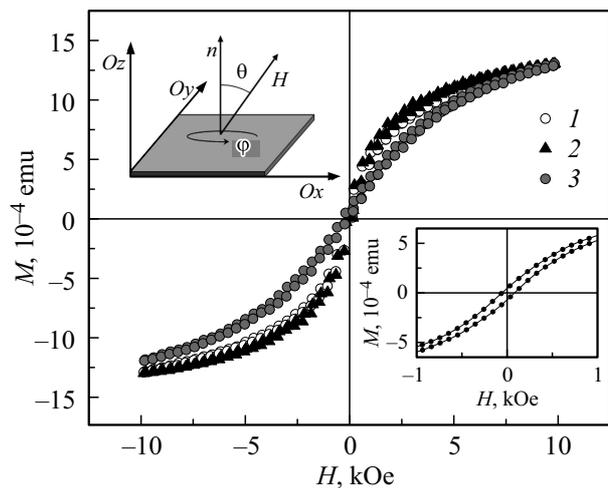


Рис. 4. Зависимости магнитного момента от поля для образца $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ с толщиной слоя CoFeB-SiO_2 $t = 5$ nm при 300 K для ориентации поля: 1 — вдоль оси Ox , 2 — вдоль оси Oy , 3 — вдоль оси Oz . (См. ориентации на врезке).

толщиной одного ферромагнитного слоя $t = 5.2$ nm при ориентации поля вдоль осей Ox и Oy (рис. 4) совпадают. Следовательно, имеет место изотропное поведение намагниченности в плоскости пленки. Ось трудного намагничивания соответствует направлению вдоль нормали к пленке, т.е. вдоль оси Oz . (рис. 4).

Для определения направления анизотропии были проведены измерения зависимости магнитного момента от угла θ между нормалью к поверхности и магнитным полем $M(\theta)$ (рис. 5). Для ориентации образца $\theta = 90^\circ$ и приложенного поля $H = 1$ kOe значение магнитного момента при измерениях угловой зависимости (рис. 5) совпадает со значением магнитного момента при изме-

рениях зависимости $M(H)$ (рис. 4). Из рис. 5 также следует, что намагниченность находится в плоскости пленки. Это говорит о том, что анизотропия формы образца в виде пластинки играет определяющую роль в формировании направления намагниченности.

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

$$\frac{M}{M_S} = \coth\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) - \frac{k_B T}{\mu H}, \quad (1)$$

где μ — намагниченность одной частицы, k_B — постоянная Больцмана, M — измеренная намагниченность, M_S — намагниченность насыщения, T — температура. Полевая зависимость $M(H)$ образца $[(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}/Bi_2Te_3]_{47}$ с толщиной слоя $CoFeB-SiO_2$ $t = 5.2$ nm была аппроксимирована функцией Ланжевена (1) (рис. 6). По ее результатам, при $T = 300$ K, было получено значение $M_S = 720$ emu/cm³. Намагниченность одной наночастицы $\mu = 4.8 \cdot 10^{-17}$ emu, что соответствует $5.6 \cdot 10^4$ магнетонам Бора. Количество наночастиц $CoFeB$ в образце площадью 3×4 mm можно приблизительно посчитать из соотношения (2)

$$\mu N \approx M_S V_{sample}, \quad (2)$$

где N — количество частиц, V_{sample} — объем всех частиц $CoFeB$ в образце ($V_{sample} = 2 \cdot 10^{-6}$ cm³). Из (2) число наночастиц $CoFeB$ $N = 3 \cdot 10^{13}$. Средний объем наночастицы $V \approx 98$ nm³ при среднем диаметре $d = 5$ nm, что соответствует литературным данным [1] и прямым наблюдениям гранул по результатам ТЕМ (рис. 2, a).

Имея средний объем частицы и температуру блокировки намагниченности T_B , установленную из рис. 3, можно получить эффективную константу анизотропии K_{eff} :

$$K_{eff} = K_b + K_S/t - 2\pi M_S^2 = \frac{25k_B T_B}{V}. \quad (3)$$

Здесь K_b и K_S — константы объемной и поверхностной анизотропии гранул, соответственно. Из (3) следует, что эффективная константа анизотропии равна $K_{eff} = 1.3 \cdot 10^6$ erg/cm³, а соответствующее эффективное поле анизотропии $H_a = 1.1 \cdot 10^3$ Oe, что меньше значения, извлекаемого из рис. 4 по пересечению полевых зависимостей, полученных в разных ориентациях (в плоскости и перпендикулярно плоскости пленки) в силу поправки $2\pi M_S^2$.

В [6] были исследованы аналогичные пленки $CoFeB$, которые при толщине менее 1 nm превращались в совокупность наночастиц средним размером 23 nm, а температурная и полевая зависимости намагниченности подчинялись функции Ланжевена. В [6] были получены близкие по величине параметры системы. При $T = 305$ K намагниченность насыщения M_S составляла

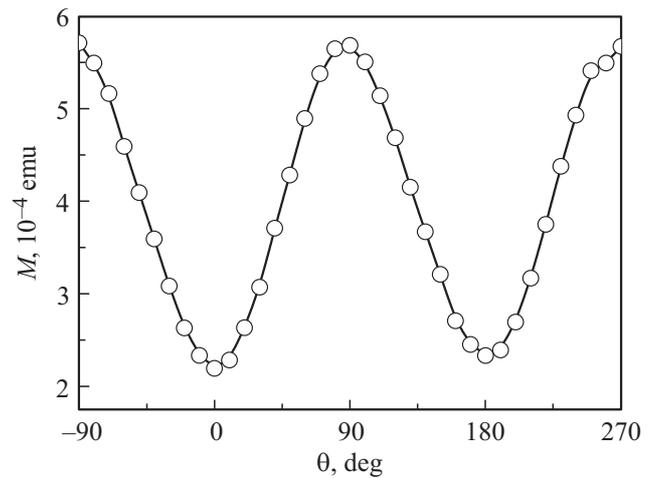


Рис. 5. Зависимость магнитного момента в поле $H = 1$ kOe от полярного угла θ между направлением магнитного поля и нормалью к плоскости образца $[(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}/Bi_2Te_3]_{47}$ с толщиной слоя $CoFeB-SiO_2$ $t = 5$ nm при 300 K. Направление $\theta = 0$ соответствует ориентации поля перпендикулярно плоскости образца, направление $\theta = 90^\circ$ соответствует ориентации поля в плоскости пленки. См. вставку на рис. 4.

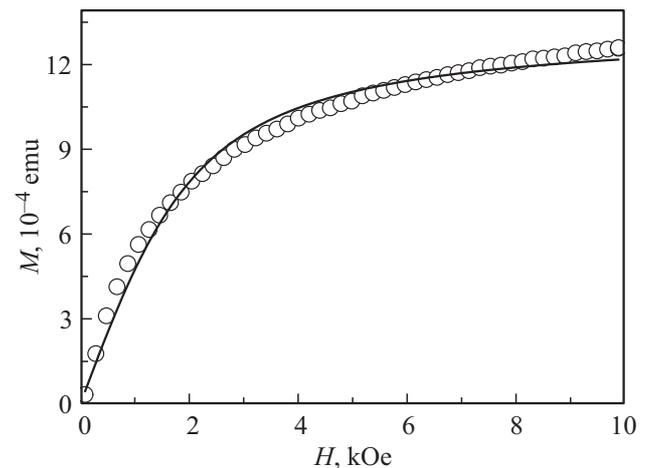


Рис. 6. Полевая зависимость $M(H)$ и ее аппроксимация функцией Ланжевена (сплошная линия), для образца $[(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}/Bi_2Te_3]_{47}$ с толщиной одного слоя $CoFeB-SiO_2$ $t = 5$ nm при температуре $T = 300$ K и ориентации поля вдоль оси Ox (см. вставку на рис. 4).

1200 emu/cm³, а магнитный момент одной частицы объемом 430 nm³ был равен $5 \cdot 10^{-16}$ emu или $\sim 10^5$ магнетонам Бора. Отметим, что в наших образцах размер частиц был в 4.3 раза меньше, тогда как средний их магнитный момент в нашей работе был меньше приблизительно в десять раз. Двукратное уменьшение объемной намагниченности наночастиц в нашей работе могло быть связано с ростом роли поверхностной анизотропии в частицах, диаметр которых был в четыре-пять раз меньше, чем в работе [6]. Размагниченные приповерхностные слои да-

ют значительно больший отрицательный вклад в намагниченность мелких частиц, чем в случае крупных частиц.

3.2. Ферромагнитный резонанс

Другим методом, с помощью которого можно измерить магнитную анизотропию, является ферромагнитный резонанс (ФМР). Для определения магнитной анизотропии были проведены измерения зависимости резонансного поля от угла между нормалью к поверхности и магнитным полем $H_{\text{res}}(\theta)$, а также угловые зависимости ширины резонансной линии $H_{\text{p-p}}(\theta)$ для всей серии образцов с различной толщиной ферромагнитной пленки методом ФМР-спектроскопии. На рис. 7 толстой линией изображен ФМР-спектр многослойного образца $[\text{CoFeB-SiO/Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$, а тонкой светлой сплошной линией — его аппроксимация производной функции Лоренца. Штриховая линия показывает попытки аппроксимации спектра производной функции Гаусса. Видно, что аппроксимация производной функции Лоренца лучше описывает экспериментальные данные. Поскольку в неоднородной пленке, состоящей из ферромагнитных гранул, не приходится ожидать узкого распределения частиц по размерам, однородное уширение линии ФМР может быть объяснено сильным магнитным дипольным взаимодействием между частицами, которое в экспериментах проявляет свойства их ансамбля как единого целого. Поэтому все полученные спектры были аппроксимированы линией Лоренца с целью извлечения ширины линии и резонансного поля.

Константа объемной магнитной анизотропии K_b для каждого образца была получена путем аппроксимации зависимости резонансного поля ФМР от полярного угла между нормалью к поверхности образца и магнитным

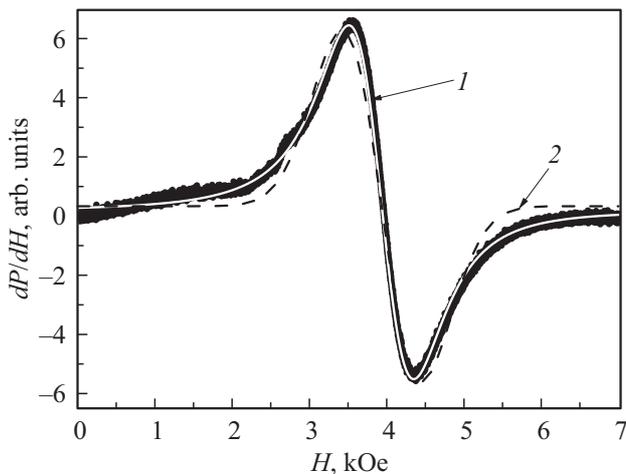


Рис. 7. Типичный ФМР-спектр структуры $[\text{CoFeB-SiO/Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ при $\theta = 330^\circ$, где θ — угол между направлением магнитного поля и нормалью к плоскости пленки. Сплошной линией (1) показана аппроксимация производной функции Лоренца, штриховой линией (2) показана аппроксимация производной функции Гаусса.

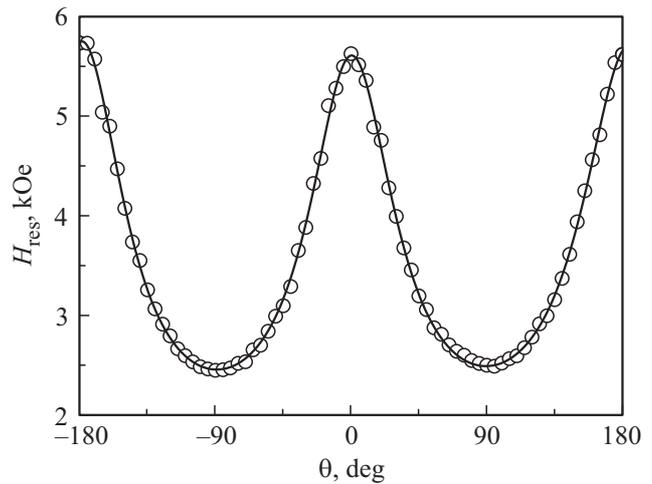


Рис. 8. Угловая зависимость резонансного поля линии ФМР $H_{\text{res}}(\theta)$ для образца $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ с толщиной одного слоя CoFeB-SiO_2 $t = 5$ nm и ее аппроксимация уравнением (4) (сплошная линия).

полем [7–10]. В [11] выведено уравнение для аппроксимации угловой зависимости резонансного поля от полярного угла θ для случая, когда пленка состоит из наночастиц с кубической кристаллической симметрией

$$(\omega_0/\gamma)^2 = (H_{\text{res}} \cos(\theta_M - \theta) - 4\pi M_{\text{eff}} \cos^2 \theta) \times (H_{\text{res}} \cos(\theta_M - \theta) - 4\pi M_{\text{eff}} \cos(2\theta_M) + H_{2\parallel}), \quad (4)$$

где $4\pi M_{\text{eff}} = -2(K_b + K_S)/M_S + 4\pi M_S$ — эффективное поле, $\omega_0 = 9.505$ GHz — резонансная частота спектрометра, γ — гиромагнитное отношение, θ_M — угол между нормалью к поверхности образца и вектором намагниченности, $H_{2\parallel}$ — поле анизотропии первого порядка в плоскости пленки. Уравнение учитывает анизотропию формы пленки.

Константы анизотропии $K_b + K_S$ были получены путем аппроксимации угловой зависимости резонансного поля $H_{\text{res}}(\theta)$ уравнением (4) (пример аппроксимации приведен на рис. 8, сплошная линия). Ширина линии также была анизотропна (рис. 9), однако она не описывалась в рамках того же приближения. Данная модель, правильно описывающая поведение резонансного поля на рис. 8, не подходит для аппроксимации угловой зависимости ширины линии ФМР $H_{\text{p-p}}(\theta)$. Очевидно, ширина линии связана с разбросом параметров гранул, а не с релаксационными процессами в них (рис. 9). При определении поля и типа магнитной анизотропии аппроксимацией спектров ЭПР варьируемым параметром является разность полей двух анизотропий: магнетокристаллической $H_m = 2K/M_S$, где K — коэффициент одноосной манитокристаллической анизотропии и анизотропии формы $H_{\text{shape}} = 4\pi M_S$. В процессе аппроксимации угловых зависимостей резонансного поля подбирается величина $H_{\text{eff}} = H_m - H_{\text{shape}}$ так, чтобы

амплитуда изменения расчетного значения резонансного поля совпадала с экспериментальной. При этом важны два параметра: 1) значение магнитной анизотропии $H_m = 2K/M_S$ — ее знак определяет тип анизотропии; 2) разность магнитной анизотропии и поля размагничивания: $2K/M_S - 4\pi M_S$, которая определяет направление намагниченности. Соответственно, возможны три случая:

1. $2K/M_S < 0$ — и ось анизотропии, и ось легкого намагниченности лежат в плоскости пленки.

2. $2K/M_S > 0$, но $2K/M_S - 4\pi M_S < 0$ — ось анизотропии лежит перпендикулярно плоскости пленки, но ось легкого намагничивания лежит в плоскости пленки, из-за того, что эта анизотропия подавлена полем размагничивания.

3. $2K/M_S > 0$ и $2K/M_S - 4\pi M_S > 0$ — и ось анизотропии и ось легкого намагничивания лежат перпендикулярно плоскости пленки.

При аппроксимации угловой зависимости резонансного поля для образца с толщиной ферромагнитного слоя $t = 5$ nm было получено значение константы анизотропии $K_b + K_S = 0.8 \cdot 10^6$ erg/cm³ и поле анизотропии $H_a = 2K/M_S = 863$ Oe, $H_m = 4\pi M_S \sim 9.0$ kOe. В результате получаем $H_a > 0$; $H_a - H_m < 0$, т.е. реализуется второй из перечисленных выше случаев. Аналогичным образом из угловых зависимостей для образцов с различной толщиной пленок были получены значения $K_b + K_S$.

Зависимость $K_b + K_S$ от толщины слоев CoFeB–SiO₂ была немонотонной и имела минимум при $t = 4$ nm (рис. 10). Известно, что с ростом толщины слоев можно ожидать роста объемной магнитной анизотропии K_b и уменьшения вклада поверхностной магнитной анизотропии K_S . Наиболее вероятно, что наличие минимума на зависимости $K_b + K_S$ от t может объясняться конкуренцией объемной и поверхностной анизотропии ферромаг-

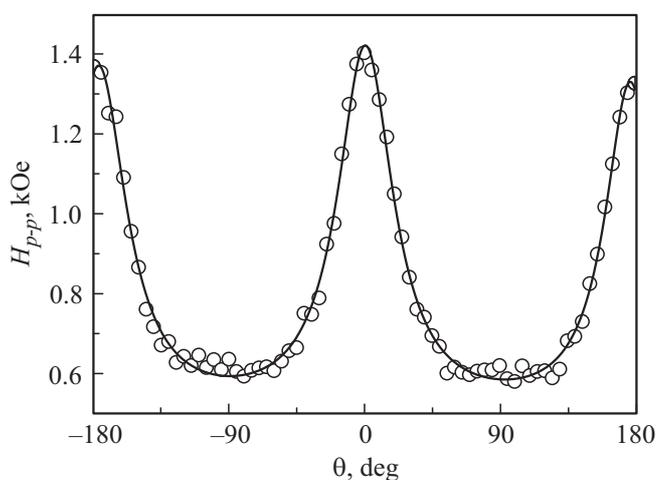


Рис. 9. Угловая зависимость ширины резонансной линии ФМР $H_{p-p}(\theta)$, для образца $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ с толщиной одного слоя CoFeB–SiO₂ $t = 5$ nm (сплошная линия — сплайн-аппроксимация).

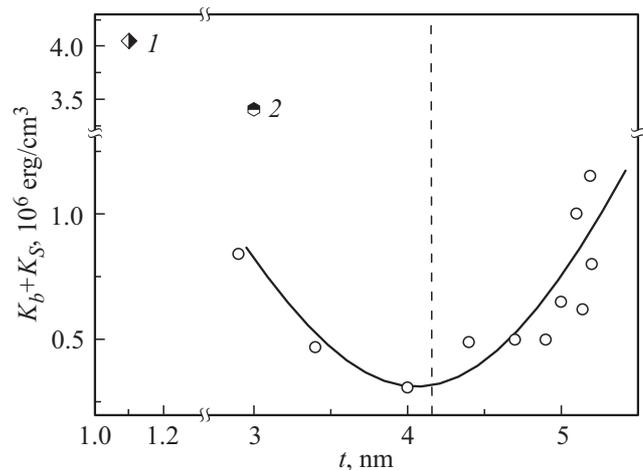


Рис. 10. Зависимость константы магнитной анизотропии $K_b + K_S$ от толщины слоя CoFeB–SiO₂. Точка 1 показывает значение магнитной анизотропии для сплошной пленки FeCoB толщиной 1.1 nm [12], точка 2 — значение магнитной анизотропии отдельной наночастицы CoFeB диаметром 3 nm [13].

нитных гранул. При сравнении магнитной анизотропии $K_b + K_S$ с магнитной анизотропией для сплошных пленок CoFeB [11] (рис. 10, точка 1) и для отдельных наночастиц CoFeB [12] (рис. 10, точка 2) обнаруживается, что тонкие пленки CoFeB–SiO₂ не ведут себя ни как сплошные пленки, ни как отдельные наночастицы. Вариации магнитной анизотропии с толщиной пленки в наших экспериментах оказываются близки к величинам поверхностной анизотропии $\sim 10^5$ erg/cm³, что вместе с результатами сравнения с данными других авторов подтверждает гипотезу о конкуренции поверхностной и объемной анизотропии в процессе изменения толщины пленки.

4. Выводы

1. Полевая зависимость $M(H)$ для образцов $[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{Bi}_2\text{Te}_3]_{47}$ аппроксимируется функцией Ланжевена, что подтверждает наличие однодомных наночастиц CoFeB в суперпарамагнитном состоянии при 300 K и дает оценки размеров наночастиц — ~ 5 –6 nm, совпадающие с данными электронной микроскопии.

2. Намагниченность насыщения и константа магнитной анизотропии наногранул Co₄₁Fe₃₉B₂₀ размером 5 nm оказываются меньше, чем значение этих параметров для отдельных наночастиц аморфного CoFeB размером 23 nm. В сравнении со сплошными тонкими пленками CoFeB, островковые пленки, исследованные в настоящей работе, обладают большей намагниченностью насыщения, но меньшей константой эффективной магнитной анизотропии.

3. Обнаруженные немонотонные вариации магнитной анизотропии с ростом толщины отдельного ферромаг-

нитного слоя связаны с вкладом поверхностной анизотропии K_s , которая убывает с ростом толщины пленки, конкурируя с нарастающей объемной анизотропией. При толщине пленок CoFeB-SiO_2 меньше 4 nm преобладает поверхностная анизотропия. При увеличении толщины слоя CoFeB-SiO_2 до значений больше 4 nm начинает преобладать объемная магнитокристаллическая анизотропия.

Список литературы

- [1] А.Б. Грановский, Ю.Е. Калинин, М.А. Каширин, Д.В. Колмаков, В.В. Рыльников, А.В. Ситников, С.А. Вызулин, Е.А. Ганьшина, А.Н. Талденков. *ЖЭТФ* **152**, 363 (2017).
- [2] В.В. Рыльников, С.Н. Николаев, В.А. Демин, А.В. Емельников, А.В. Ситников, Е.Э. Никируй, В.А. Леванова, М.Ю. Пресняков, А.Н. Талденков, А.Л. Васильев, К.Ю. Черноглазов, А.С. Веденеев, Ю.Е. Калинин, А.Б. Грановский, В.В. Тугушев, А.С. Бугаев. *ЖЭТФ* **153**, 424 (2018).
- [3] Е.Н. Каблов, О.Г. Оспенникова, В.П. Пискорский, Д.В. Королев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, Е.И. Куницына, А.Д. Таланцев, В.Л. Бердинский, Р.Б. Моргунов. *ФТТ* **58**, 1086 (2016).
- [4] У.Ф. Браун. *Микромагнетизм*. Пер. с англ. Наука, М. (1979). 160 с.
- [5] О.В. Дунец, Ю.Е. Калинин, М.А. Каширин, А.В. Ситников. *ЖТФ* **83**, 114 (2013).
- [6] C.C. Tsai, Chih-Wei Cheng, Meng-Chiau Tsai, G. Chern. *IEEE Trans. Magn.* **50**, 1401404 (2014).
- [7] S.A. Oliver, C. Vittoria, E. Schloemann, H.J. Van Hook, R.W. Tustison. *J. Appl. Phys.* **63**, 3802 (1988).
- [8] B. Schulz, K. Baberschke. *Phys. Rev. B* **50**, 13467 (1994).
- [9] G. Gubbiotti, G. Carlotti, B. Hillebrands. *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 2171 (1998).
- [10] L. Baselgia, M. Warden, F. Waldner, S.L. Hutton, J.E. Drumheller, Y.Q. He, P.E. Wigen, M. Marysko. *Phys. Rev. B* **38**, 2237 (1988).
- [11] А.Д. Таланцев, Г.Л. Львова, О.В. Коплак, О.С. Дмитриев, Y. Lu, S. Mangin, Р.Б. Моргунов. *ФТТ* **59**, 1530 (2017).
- [12] B. Molina Concha, R.D. Zysler, H. Troiani, H. Romero. *Physica B* **354**, 121 (2004).

Редактор Е.Ю. Флегонтова