

05

Магнитные свойства и спиновая динамика многослойных гранулированных гетероструктур CoFeB–SiO₂

© Е.Н. Каблов¹, О.Г. Оспенникова¹, В.П. Пискорский¹, Д.В. Королев¹, Ю.Е. Калинин²,
А.В. Ситников², Е.И. Куницына³, А.Д. Таланцев³, В.Л. Бердинский⁴, Р.Б. Моргунов^{1,3}

¹ Всероссийский институт авиационных материалов,
Москва, Россия

² Воронежский государственный технический университет,
Воронеж, Россия

³ Институт проблем химической физики РАН,
Черноголовка, Россия

⁴ Оренбургский государственный университет,
Оренбург, Россия

E-mail: morgunov2005@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 21 июля 2015 г.)

В окончательной редакции 5 ноября 2015 г.)

Установлено, что многослойные структуры CoFeB–SiO₂/C и CoFeB–SiO₂/Bi₂Te₃ с кластерным строением слоев CoFeB обладают дальним магнитным порядком во всем диапазоне температур от 2 до 300 К. При высоких температурах ($T = 300$ К) кластеры CoFeB проявляют магнитные свойства, характерные для суперпарамагнетиков. При низких температурах ($T = 5$ К) кластеры ферромагнитные, ось легкого намагничивания лежит в плоскости пленки. Температура перехода кластеров из ферромагнитного состояния в суперпарамагнитное зависит от материала диэлектрических прослоек: использование Bi₂Te₃ вместо C в качестве разделительного слоя приводит к увеличению температуры такого перехода в 4 раза, а температуры блокирования намагниченности кластеров CoFeB в поле 100 Ое — в 3 раза.

Работа поддержана грантом Президента РФ № СП-934.2015.5.

1. Введение

Инженерия многослойных гетероструктур на основе ферромагнитных металлических слоев CoFeB, чередующихся с диэлектрическими „немагнитными“ слоями толщиной ~ 1 nm, успешно развивается и приводит к созданию приборов на основе туннельного магнитосопротивления, широко используемого в сенсорах магнитного поля, навигационных приборах, считывающих и запоминающих элементах компьютеров и др. [1]. Технологии изготовления многослойных гетероструктур с гигантским магнитосопротивлением хорошо отработаны и являются основой спиновой электроники. Главную проблему обычно представляет качество интерфейса между ферромагнетиком и диэлектриком, а также качество самих пленок, поскольку от этого зависит сохранение спиновой поляризации электронов, туннелирующих через диэлектрические прослойки. Изготовление совершенных пленок с идеальным интерфейсом (с шероховатостью на уровне размера атома) — весьма затратный процесс. Поэтому предпринимаются шаги по поиску магнитосопротивления достаточной величины в не столь совершенных, но простых в изготовлении структурах. К ним относятся мультислойные структуры на основе гранулированных пленок CoFeB, в которых достигается величина магнитосопротивления $\Delta R/R \sim 6\%$ [2]. Это придает оптимизм для поиска условий, при которых величина $\Delta R/R$ будет увеличена в несколько раз

иными путями (подбором ферромагнетика, геометрии мультислойного прибора, типа диэлектрических слоев и т.п.). Величина $\Delta R/R$ тонких ферромагнитных многослойных пленок сильно зависит от состава и толщины разделяющих слоев, от свойств материала, разделяющего кластеры в ферромагнитной пленке. Одна из стратегий получения гигантского магнитосопротивления заключается в суммировании относительно слабых эффектов в „некачественных“ наноразмерных переходах ферромагнетик–диэлектрик, создаваемых в больших ансамблях наночастиц. Дизайн таких структур может быть основан на том, что пленки представляют собой набор ферромагнитных кластеров Co₄₁Fe₃₉B₂₀, разделенных диэлектрическими прослойками SiO₂. В этом случае можно ожидать, что каждый туннельный переход Co₄₁Fe₃₉B₂₀–SiO₂ будет вносить вклад в общее магнитосопротивление такой системы. Этим обусловлен наш интерес к гранулированным мультислойным структурам CoFeB–SiO₂, о магнитосопротивлении которых сообщалось ранее [3,4]. Известно, что наногранулированная структура тонких пленок способна маскироваться двумерным характером распределения ферромагнитных кластеров, из которых они состоят, так что макроскопический образец ведет себя как пленка. В других экспериментах этот же образец проявляется как ансамбль отдельных нанокластеров, не обнаруживая „пленочного характера“.

Цель настоящей работы заключается в обнаружении проявлений кластерной природы пленок $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}$ в их магнитной анизотропии и обменном взаимодействии, а также в установлении закономерностей спиновой динамики мультислойных образцов, которые определяют их пригодность на сверхвысоких частотах.

2. Методика эксперимента

Были исследованы две серии многослойных пленок из слоев нанокompозита $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}$ с двумя типами материала разделяющего слоя: Bi_2Te_3 и C (рис. 1, *a*). Составы, толщина слоев, вид разделителя и магнитные параметры представлены в таблице. Многослойные структуры были получены методом ионно-лучевого распыления двух мишеней на вращающуюся полупроводниковую (кремниевую) мишень [5]. В качестве металлического компонента в композите был использован сплав $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20}$. В процессе напыления между полупроводниковой мишенью и подложкой устанавливался V -образный экран, который позволял регулировать в широком диапазоне толщину слоя в зависимости от взаимного расположения мишень—подложка. Непосредственно перед напылением многослойной пленки проводилась ионная очистка поверхностей подложек для улучшения адгезионных свойств напыляемой структуры и подложки.

На рис. 1, *a* представлено изображение поверхности пленки, а на рис. 1, *b* — изображение поперечного среза пленки $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}$ в сканирующем электронном микроскопе. Темные области на рис. 1, *a* соответствуют ферромагнитным гранулам $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20}$ размером 2–8 нм. Гранулы окружены светлыми областями, которые соответствуют изолирующим барьерам SiO_2 и образуют конгломераты и цепочки с лабиринтной структурой.

Намагниченность в постоянном магнитном поле M была измерена с помощью магнитометра (MPMS 5XL Quantum Design). Измерения проводились при температурах от 2 до 300 К в магнитных полях до $H = 50$ кОе в двух ориентациях поля: параллельно и перпендикулярно плоскости пленок. На всех зависимостях магнитный момент пересчитан на объем слоев композита CoFeB-SiO_2 . Температурные зависимости $M(T)$ были получены в диапазоне полей $H = 0-100$ Ое в трех режимах:

- после охлаждения пленок от 300 до 5 К в магнитном поле 1 Т с последующим измерением остаточного магнитного момента M_{rem} при отогреве в нулевом поле;
- после охлаждения пленок от 300 до 5 К в нулевом магнитном поле с последующим измерением магнитного момента при отогреве пленок в поле 100 Ое (режим ZFC — zero field cooling);
- после охлаждения пленок в ненулевом магнитном поле 100 Ое с последующим измерением магнитного

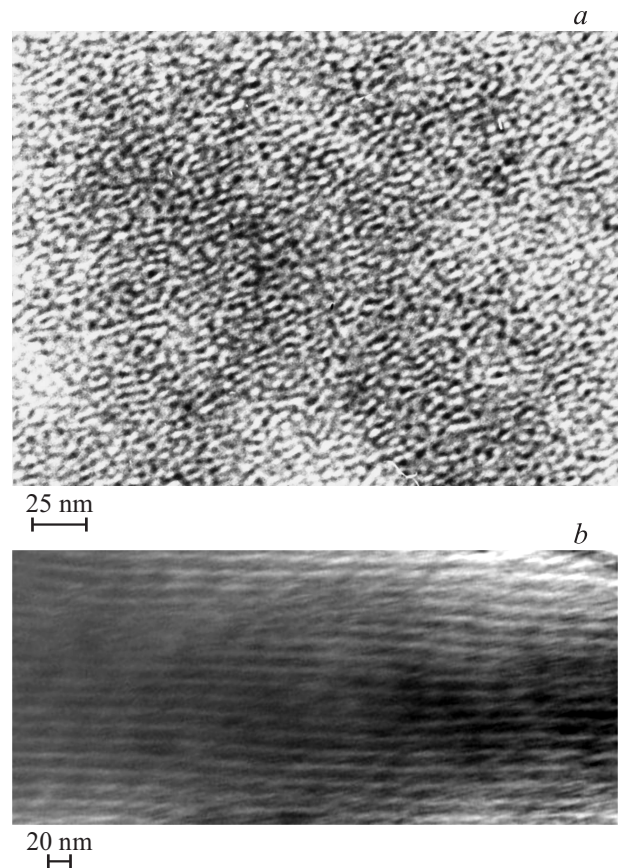


Рис. 1. *a*) Изображение, полученное с помощью растрового электронного микроскопа (ТЕМ), композитов $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}$, напыленных на неподвижную водоохлаждаемую подложку. Темные участки соответствуют гранулам CoFeB , светлые — SiO_2 . *b*) ТЕМ-изображение поперечного среза многослойной пленки $\text{CoFeB-SiO}_2/\text{Bi}_2\text{Te}_3$.

момента при отогреве пленок в поле 20 Ое (режим FC — field cooling).

Спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) были получены на спектрометре Bruker E500 X-диапазона при $T = 300$ К в виде первой производной $I = d\chi''/dH$ мнимой части магнитной восприимчивости χ'' . Частота сверхвысокочастотного магнитного поля составляла 9.4 GHz, частота модуляции 100 MHz. Образцы помещались в резонатор типа H_{102} в пучность высокочастотного магнитного поля таким образом, что угол между нормалью к пленке и направлением магнитного поля развертки можно было менять в диапазоне $\theta = 0-360^\circ$. Угол 0° соответствует направлению постоянного магнитного поля перпендикулярно плоскости пленки. При этом размер образца 1–2 мм был значительно меньше длины волны микроволнового поля (~ 3 см), что придавало уверенности в наличии вклада микроволнового электрического поля в регистрируемый сигнал I , в качестве которого служила первая производная мнимой части магнитной восприимчивости. При этом в ориентации $\theta = 0^\circ$ высокочастотное магнитное поле было всегда направлено

Геометрические размеры и магнитные свойства многослойных пленок

Номер образца	h, nm		$M_S, \text{emu/cm}^3$	H_C, Oe	$M_{\text{rem}}, \text{emu/cm}^3$	T_B, K	T_{C2}, K
	CoFeB–SiO ₂	Диэлектрическая прослойка					
CoFeB–SiO ₂ /Bi ₂ Te ₃ (число бислоев 101)							
1	5.2	0.59	130	260	100	27	150
2	5.9	0.79	110	320	90	30	165
CoFeB–SiO ₂ /C (число бислоев 47)							
3	4.7	1.0	170	93	83	11	45
4	6.4	1.4	200	100	91	13	45
5	6.5	1.6	210	120	99	11	40

в плоскости пленки, так что вихревое электрическое поле могло быть направлено только перпендикулярно плоскости пленки, не вызывая в ней токов Фуко. Далее показано, что наибольшая асимметрия регистрируемого сигнала возникала в такой ориентации пленки, при которой силовые линии вихревого электрического поля были направлены перпендикулярно пленке, а не лежали в ее плоскости. Следовательно, причины асимметрии спектра заключаются в специфике спиновой динамики при ферромагнитном резонансе и не сводятся к примешиванию сигнала дисперсии, обусловленного электрической проводимостью пленок.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Статическая намагниченность. На рис. 2 приведены зависимости намагниченности M образцов № 1–5 (см. таблицу) от магнитного поля H , полученные в параллельной ориентации при $T = 300 \text{ K}$. Можно вы-

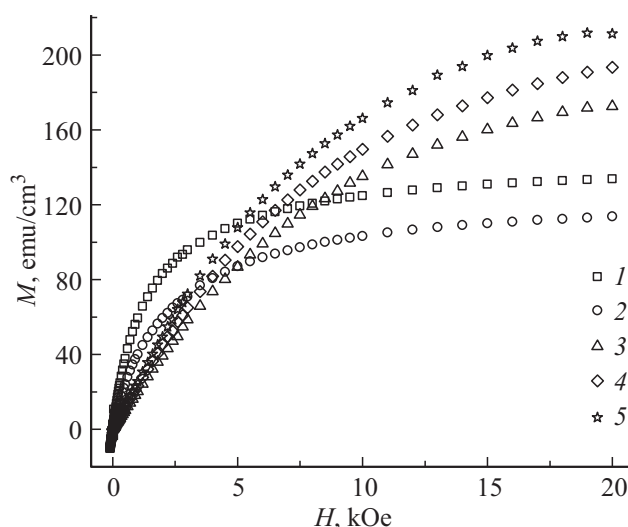


Рис. 2. Зависимость намагниченности M пленок в параллельной ориентации от напряженности магнитного поля H при температуре $T = 300 \text{ K}$. Нумерация кривых соответствует номерам образцов в таблице.

делить две группы сходных между собой зависимостей $M(H)$ для образцов с прослойками Bi₂Te₃ (образцы № 1 и 2) с намагниченностями насыщения 110–130 emu/cm^3 и для образцов с прослойками C (образцы № 3–5) с заметно большими намагниченностями насыщения 170–210 emu/cm^3 . Группы образцов различались не только типом разделяющего слоя, но и числом бислоев (см. таблицу). Однако, согласно [2], в том случае, когда число слоев становится больше ~ 30 , увеличение их числа почти не влияет на намагниченность насыщения. Таким образом, намагниченность насыщения M_S зависит от материала диэлектрических прослоек, что свидетельствует о вкладе поверхностной анизотропии в намагниченность, поскольку именно она зависит от химической природы интерфейса ферромагнетик–диэлектрик.

Петли магнитного гистерезиса образца № 1 при 5 K и кривые намагничивания при 300 K представлены на рис. 3, *a, b* (для остальных образцов также были получены петли гистерезиса, которые здесь не приводятся). При $T = 5 \text{ K}$ коэрцитивная сила составляла 250 Oe для обоих направлений поля, ось легкого намагничивания лежала в плоскости пленки, а поле анизотропии, определяемое по пересечению зависимостей $M(H)$, было равно $H_A = 6 \text{ kOe}$. При $T = 300 \text{ K}$ полевые зависимости намагниченности в перпендикулярной и параллельной ориентациях совпадали. Несмотря на насыщение данных зависимостей в высоких полях (рис. 2 и 3, *b*), магнитный гистерезис при $T = 300 \text{ K}$ не наблюдался. Как и следовало ожидать, кластеры CoFeB при $T = 300 \text{ K}$ остаются магнитно-упорядоченными (температура Кюри сплавов CoFeB значительно выше комнатной), однако магнитное состояние кластеров при $T = 300 \text{ K}$ отличается от их магнитного состояния при $T = 5 \text{ K}$.

Для разделения магнитных фаз в исследуемых пленках и определения температуры магнитного фазового перехода для каждой из фаз были исследованы температурные зависимости остаточного магнитного момента M_{rem} многослойных пленок (рис. 4, *a*). Полученные зависимости можно разделить на две группы, в пределах которых наблюдается качественное сходство. Обнаруживается, что эти группы различаются типом диэлектрической прослойки. Независимо от типа диэлектрического слоя

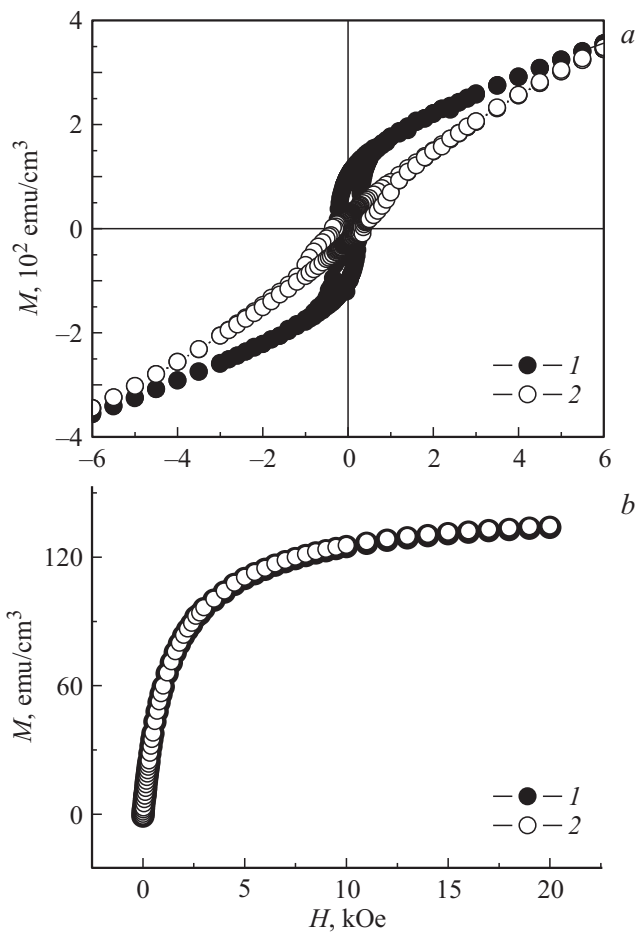


Рис. 3. Зависимости намагниченности многослойной пленки № 1, полученные при ориентации поля параллельно (1) и перпендикулярно (2) плоскости пленки при температурах $T = 5$ (a) и 300 К (b).

на зависимостях $M_{\text{rem}}(T)$ можно различить две критические температуры: T_{c1} и T_{c2} (показаны стрелками). Обращение остаточной намагниченности в нуль при $T > T_{c2}$ означает отсутствие петли магнитного гистерезиса при $T > T_{c2}$. Поскольку зависимость магнитного момента от поля при $T > T_{c2}$ продолжает насыщаться (рис. 2) и магнитный момент в насыщении остается достаточно большим (сравнимым с магнитным моментом насыщения при $T < T_{c2}$), температура T_{c2} может быть интерпретирована как температура перехода кластеров CoFeB из ферромагнитного состояния в суперпарамагнитное. Использование в качестве разделяющего слоя Bi_2Te_3 вместо С позволяет повысить температуру такого перехода с 40 до 160 К.

Из рис. 4, b видно, что температурные зависимости, измеренные в режимах FC (после охлаждения в поле 100 Oe) и ZFC (после охлаждения в нулевом поле) для образца № 1, расходятся при температуре $T_{c2} \sim 27$ К. Температура T_{c1} расхождения FC- и ZFC-кривых, как известно, соответствует температуре блокирования намагниченности ферромагнитных кластеров CoFeB, рас-

пределенных в SiO_2 . Как и температура T_{c2} , температура блокирования намагниченности T_{c1} была выше в пленках с диэлектрическими прослойками Bi_2Te_3 . Для системы с одинаковыми частицами с одноосной анизотропией и случайным образом направленными осями легкого намагничивания различие ZFC- и FC-зависимостей возникает при температуре блокирования $T_B = T_{c1}$, определяемой с помощью выражения Нееля–Брауна

$$\tau = \tau_0 \exp(\Delta E/k_B T_B), \quad (1)$$

где энергетический барьер между двумя направлениями намагниченности $\Delta E = K_A V$ определяется константой анизотропии $K_A = (H_A M_S)/2 = 1.1 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$ (при $T = 5 \text{ K}$) и объемом ферромагнитного кластера V . Обычно τ_0 считают постоянной величиной, лежащей в диапазоне $10^{-9} - 10^{-13} \text{ s}$ [6], а величина τ соответствует длительности измерения магнитного момента $\sim 10 \text{ s}$. Пользуясь этими предположениями, а также считая, что кластеры сферические, можно установить, что средний

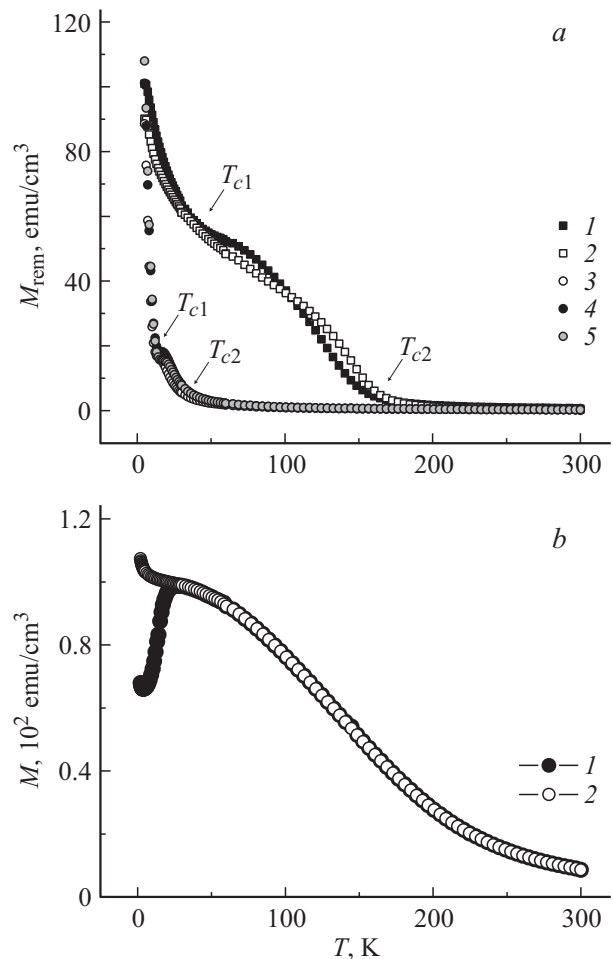


Рис. 4. a) Температурные зависимости остаточного магнитного момента M_{rem} в образцах, нумерация которых соответствует приведенной в таблице. b) Температурные зависимости магнитного момента M многослойной пленки № 1, измеренные в поле 100 Oe после предварительного охлаждения в нулевом поле (1) и в поле 100 Oe (2).

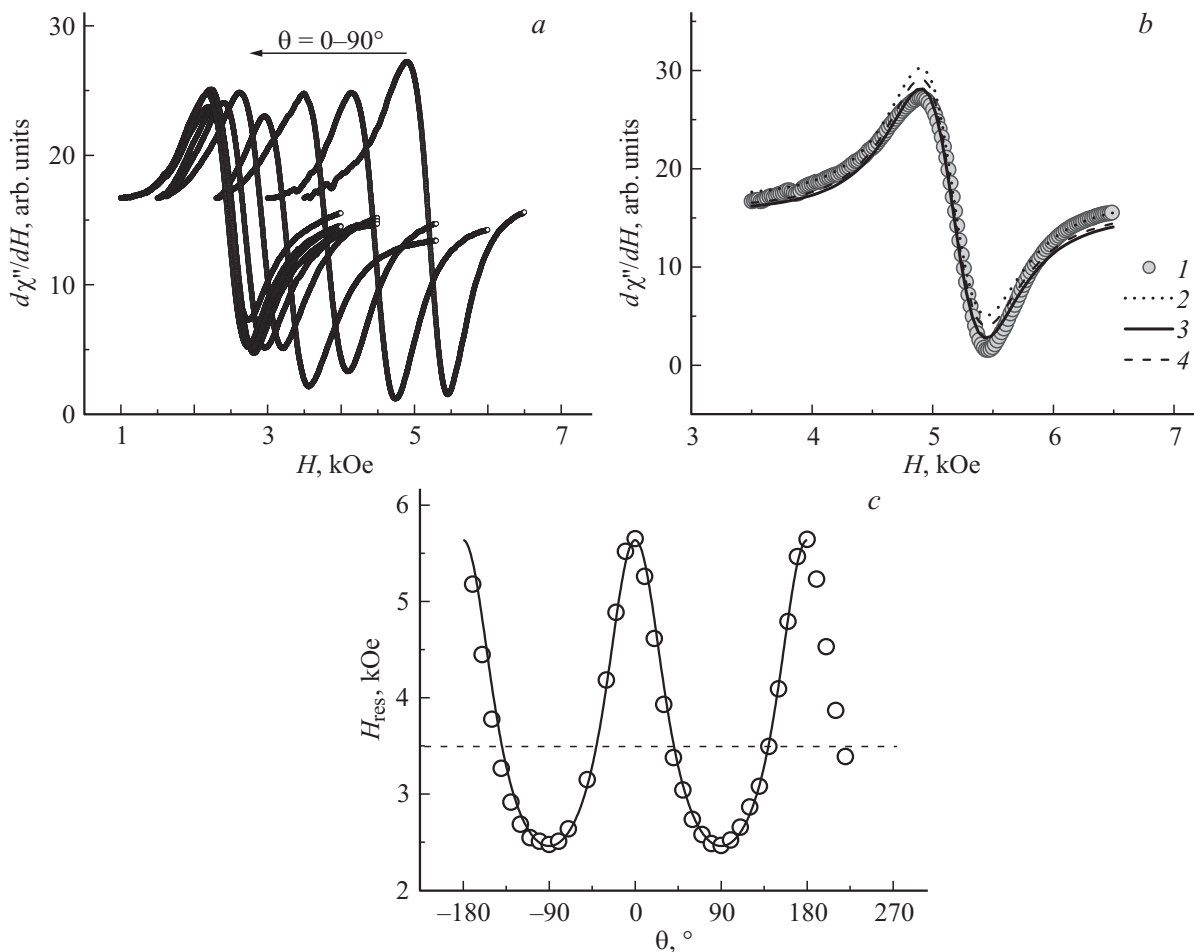


Рис. 5. *a)* Спектры ФМР пленки № 1, полученные при угле $\theta = 0-90^\circ$ между нормалью к пленке и магнитным полем развертки. *b)* Спектр ФМР пленки № 1 при $\theta = 0^\circ$ (1). Аппроксимации спектра функцией Блоха–Бломберга (2), функцией Ландау–Лифшица–Гильберта (3), функцией Гильберта (4) показаны сплошными линиями. *c)* Зависимость резонансного поля H_{res} от угла θ . Сплошной линией показана аппроксимация, описанная в тексте.

размер кластера составляет $d \sim 4$ nm, что удовлетворительно согласуется с результатами электронной микроскопии (рис. 1). Таким образом, вблизи комнатной температуры магнитный гистерезис отсутствует, но зависимости намагниченности от магнитного поля выходят на насыщение в полях $H \sim 20$ kOe. При этом намагниченность насыщения таких пленок оказывается нечувствительной к направлению постоянного поля относительно плоскости пленки. Это свойственно суперпарамагнитному состоянию пленки. При температурах ниже T_{c2} пленки становятся ферромагнитными. При низких температурах (ниже температуры блокирования) параметры петли магнитного гистерезиса зависят от направления магнитного поля относительно плоскости пленки, ось легкого намагничивания лежит в плоскости пленки.

3.2. Ферромагнитный и спин-волновой резонанс. Спектры ФМР многослойной пленки № 1, полученные в диапазоне углов $\theta = 0-90^\circ$, представлены на рис. 5, *a*. Видно, что спектр ФМР характеризуется существенной анизотропией, причем с изменением угла θ меняется не только резонансное поле, но и форма линии.

Наибольшую асимметрию сигнал ФМР имеет в той ориентации, когда силовые линии вихревого электрического поля направлены перпендикулярно плоскости проводящей пленки. Следовательно, причина асимметрии линии ФМР не связана с формированием линии Дайсона путем суммирования вкладов действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости (примешивание сигнала дисперсии). Поэтому спектр ферромагнитного резонанса пленки № 1, измеренный при $\theta = 0^\circ$, был аппроксимирован уравнениями Блоха–Бломберга, Гильберта и Ландау–Лифшица–Гильберта [7] с варьированием резонансного поля B_0 и ширины линий спектра Δ_B (рис. 5, *b*). Аппроксимацию, наиболее близкую к экспериментальному спектру, дало уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта

$$\chi''(H) = \frac{1}{\pi} \times \frac{B_0^2 \Delta_B [(B_0^2 + \Delta_B^2) B^2 + B_0^4]}{[(H - B_0)^2 B_0^2 + \Delta_B^2 B^2] [(H + B_0)^2 B_0^2 + \Delta_B^2 B^2]}. \quad (2)$$

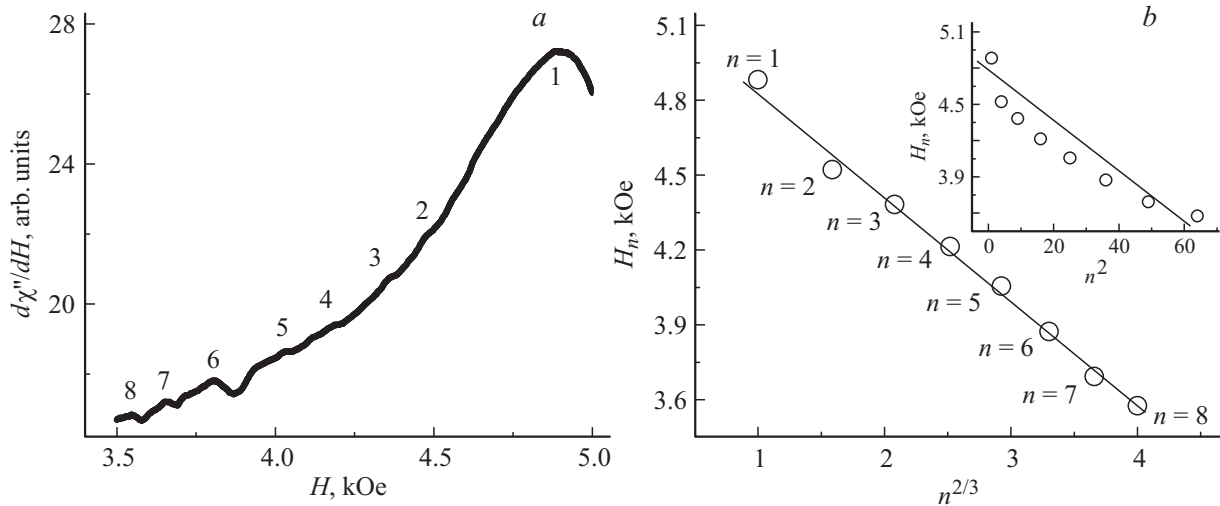


Рис. 6. а) Тонкая структура спектра ФМР пленки № 1 при $\theta = 0^\circ$. б) Зависимость резонансного поля H_n от моды $n^{2/3}$. На вставке показана зависимость резонансного поля H_n от квадрата номера моды n^2 .

На основе данного уравнения был определен параметр затухания Гильберта $G \sim \Delta_B/B_0 \sim 0.085$, необходимый для оценки работоспособности устройств спинтроники: чем меньше его значение, тем ниже значение спинового тока, необходимого для перемагничивания ферромагнитных слоев. Поскольку положение линий ФМР отдельных кластеров пленки зависит от направления осей их легкого намагничивания, различная ориентация осей легкого намагничивания кластеров CoFeB, входящих в состав пленки, приводит к сильному уширению линии ферромагнитного резонанса всей пленки. Поэтому значение параметра Гильберта, полученное из аппроксимации (2), является оценкой сверху. Однако даже такая оценка дает значение G , меньшее, чем в системах Co/Pt [8], и сравнимое по величине с параметрами Гильберта для эпитаксиальных гетероструктур CoFeB/MgO, где $G \sim 0.004-0.027$ [9].

Намагниченность насыщения слоев пленки CoFeB-SiO₂ равна $M_S = 135 \text{ emu/cm}^3$ (рис. 3, б). По известной атомной доле CoFeB в пленке (33.9%) можно определить намагниченность насыщения кластеров CoFeB: 405 emu/cm^3 . Для оценки вклада анизотропии формы образца воспользуемся формулами Киттеля для бесконечно тонкой пластины [10]. В том случае, когда магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости пластины, отклонение величины резонансного поля от теоретического значения, соответствующего $g = 2$, равно

$$\Delta H_{\perp} = (H_{\text{res}} - \omega/\gamma)_{\perp} = H_{\text{res}} - (H_{\text{res}} - 4\pi M_S) = 4\pi M_S. \quad (3)$$

В том случае, когда внешнее поле направлено параллельно плоскости пластины, отклонение ΔH_{\parallel} может быть выражено как

$$\Delta H_{\parallel} = (H_{\text{res}} - \omega/\gamma)_{\parallel} = H_{\text{res}} - (H_{\text{res}}(H_{\text{res}} + 4\pi M_S))^{1/2}. \quad (4)$$

Такое приближение справедливо именно для пленки CoFeB-SiO₂, а не для отдельных кластеров CoFeB в ней. Соответственно $4\pi M_S = 4\pi \cdot 135 \text{ emu/cm}^3 \approx 1700 \text{ emu/cm}^3$. Подстановка указанного значения $4\pi M_S$ и значений H_{res} при ориентации поля вдоль плоскости образца (5.64 kOe) и перпендикулярно плоскости образца (2.46 kOe) в (3) и (4) дает $\Delta H_{\perp} = 1700 \text{ Oe}$, $\Delta H_{\parallel} = -540 \text{ Oe}$. Полученные величины ΔH_{\perp} и ΔH_{\parallel} оказываются сравнимыми с экспериментальными значениями отклонения резонансного поля от величины, соответствующей $g = 2$ (рис. 5, с). Это означает, что при температурах, близких к $T = 300 \text{ K}$, основной вклад в ориентационную зависимость резонансного поля линии ФМР вносит анизотропия формы пленки. В то же время величины ΔH_{\perp} , ΔH_{\parallel} , полученные из оценок (3) и (4), оказываются меньше экспериментальных значений. Это может быть связано с проявлением магнитокристаллической анизотропии отдельных кластеров пленки.

Помимо основного пика на спектрах ФМР пленки № 1 при $\theta = 0^\circ$ наблюдаются также небольшие линии с меньшими значениями резонансных полей H_n (рис. 6, а), которые отсутствуют при $\theta = 90^\circ$. Это указывает на спин-волновой резонанс (возбуждение стоячих спиновых волн) как на возможность объяснения природы множественных линий в пленках CoFeB. При однородном распределении намагниченности в пленке для описания резонансных полей линий H_n используется соотношение Киттеля [11]

$$H_n = H_0 - n^2 \frac{D}{g\mu_B} \frac{\pi^2}{L^2}, \quad (5)$$

где n — номер моды, H_0 — резонансное поле основной моды, L — толщина пленки, D — константа обменной жесткости, которая определяет величину обменного взаимодействия. Однако полученные данные не описывались формулой (5) (см. вставку на рис. 6, б). В случае неоднородного гауссова распределения намагниченности

по толщине пленки резонансные поля линий спин-волнового резонанса подчиняются другой закономерности [12]

$$H_n = H_0 - \frac{D(3\pi/2(n + 1/4))^{2/3}}{L^2}. \quad (6)$$

Зависимость (6) удовлетворительно описывает полученные экспериментальные данные (рис. 6, b). Определенная с помощью выражения (6) константа обменной жесткости составила $D = 2.33 \cdot 10^{-7} \text{ Oe} \cdot \text{cm}^2$. Она связана с константой обменного взаимодействия A соотношением $D = 2A/M_S$, откуда $A = 1.2 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$. Этот результат хорошо согласуется с данными, полученными другими авторами для пленок CoFeB [13,14]. Следовательно, ориентационная зависимость дополнительных линий (исчезновение в параллельной конфигурации), а также соответствие определенных по ним микроскопических параметров известным из литературы данным позволяют думать, что наблюдается спин-волновой резонанс в пленках с неоднородно распределенной намагниченностью.

4. Выводы

1. Температура перехода многослойных пленок CoFeB–SiO₂/C и CoFeB–SiO₂/Bi₂Te₃ из ферромагнитного состояния в суперпарамагнитное зависит от материала разделителя: использование Bi₂Te₃ вместо C в качестве материала слоя-разделителя приводит к увеличению данной температуры перехода в 4 раза, а температуры блокирования намагниченности в поле 100 Oe — в 3 раза.

2. Соотношение вкладов анизотропии формы и магнитокристаллической анизотропии тонких пленок CoFeB–SiO₂/Bi₂Te₃ зависит от температуры. При 300 K зависимость резонансного поля сигнала ФМР от угла между плоскостью пленок и направлением постоянного магнитного поля спектрометра обусловлена анизотропией формы пленки. При 5 K доминирующей компонентой анизотропии является магнитокристаллическая анизотропия пленки, что проявляется в различии параметров петель магнитного гистерезиса, полученных при ориентациях поля параллельно и перпендикулярно плоскости пленки. Ось легкого намагничивания лежит в плоскости пленки.

3. Параметр Гильберта $G = 0.085$, определенный с помощью аппроксимации спектров, имеет приемлемое значение для переключения намагниченности пленок спиновым током. При 300 K в пленках наблюдается неоднородный спин-волновой резонанс, позволяющий определить величину обменного взаимодействия ($1.2 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$) в ферромагнитной части пленок CoFeB.

4. В статических измерениях при низких температурах пленки проявляют магнитные свойства, характерные для набора наночастиц со средним размером 4 nm, в то время как при температурах, близких к комнатной, в режиме ферромагнитного резонанса наблюдается согласованная спиновая динамика, свойственная спин-волновым процессам в сплошных пленках.

Список литературы

- [1] F.F. Yang, S.S. Yan, M.X. Yu, Y.Y. Dai, S.S. Kang, Y.X. Chen, S.B. Pan, J.L. Zhang, H.L. Bai, T.S. Xu, D.P. Zhu, S.Z. Qiao, G.L. Liu, L.M. Mei. *J. Appl. Phys.* **111**, 113 909 (2012).
- [2] M. Urse, A.-E. Moga, M. Grigoras, H. Chiriac. *J. Optoelectron. Adv. Mater.* **6**, 943 (2004).
- [3] F. Xu, X. Chen, N.N. Phuoc, X.Y. Zhang, Y.G. Ma, C.K. Ong. *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 3262 (2010).
- [4] S. Wang, X. Zhang, J. Li, J. Ma, J. Huang. *Scripta Mater.* **65**, 45 (2011).
- [5] О.В. Дунец, Ю.Е. Калинин, М.А. Каширин, А.В. Ситников. *ЖТФ* **83**, 114 (2013).
- [6] D. Leslie-Pelecky, R.D. Rieke. *Chem. Mater.* **8**, 1770 (1996).
- [7] R. Berger, J.-C. Bissey, J. Kliava. *J. Phys.: Condens. Matter* **12** 9347 (2000).
- [8] E. Barati, M. Cinal, D.M. Edwards, A. Umerski. *Phys. Rev. B* **90**, 014 420 (2014).
- [9] D.C. Ralph, M.D. Stiles. *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 1190 (2008).
- [10] C. Kittel. *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
- [11] C. Kittel. *Phys. Rev.* **110**, 1295 (1958).
- [12] B. Hoekstra, R.P. van Staple, J.M. Robertson. *J. Appl. Phys.* **48**, 382 (1977).
- [13] J. Cho, J. Jung, K.-E. Kim, S.-I. Kim, S.-Y. Park, M.-H. Jung, C.-Y. You. *J. Magn. Magn. Mater.* **339**, 36 (2013).
- [14] M. Yamanouchi, A. Jander, P. Dhagat, S. Ikeda, F. Matsukura, H. Ohno. *IEEE Magn. Lett.* **2**, 3 000 304 (2011).