

05,12

## Магнитная анизотропия пленок Co/Pt, приготовленных последовательным напылением слоев субатомных толщин

© С.В. Комогорцев<sup>1,2</sup>, И.Г. Важенина<sup>1</sup>, А.А. Мацынин<sup>1,2</sup>, Д.А. Великанов<sup>1</sup>, В.А. Фельк<sup>1,2</sup>, М.В. Дорохин<sup>3</sup>, А.В. Здоровейцев<sup>3</sup>, Д.А. Здоровейцев<sup>3</sup>, И.Л. Калентьева<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

<sup>3</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

E-mail: komogor@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Магнитная анизотропия тонкой магнитной пленки, приводящая к тому, что намагниченность ориентирована перпендикулярно ее плоскости, привлекает интерес как важнейшая составляющая для реализации нетривиальных топологических состояний, таких как магнитные скирмионы. В работе обсуждаются результаты исследования магнитной анизотропии пленок [Co/Pt]<sub>10</sub> на Si, приготовленных последовательным напылением слоев Co и Pt субатомных толщин. С помощью исследований крутящего момента, кривых намагничивания, а также ферромагнитного резонанса оценены константа анизотропии и ее тип (ось либо плоскость легкого намагничивания). Картины магнитной неоднородности, рассчитанные с использованием константы магнитной анизотропии, установленной в эксперименте, согласуются с экспериментальными картинами магнитного силового контраста, изученными ранее. Оценка константы интерфейсной магнитной анизотропии исследуемых пленок Co/Pt составила  $k_i = (0.50 \pm 0.17) \text{ erg/cm}^2$ .

**Ключевые слова:** магнитная анизотропия, тонкие пленки, ферромагнетизм.

DOI: 10.61011/FTT.2024.08.58587.28NN

### 1. Введение

Намагниченность тонкой магнитной пленки в небольшом поле по абсолютной величине значительно меньше, чем модуль намагниченности, и, как правило, ориентирована в плоскости пленки. Этому благоприятствует подавляющий вклад магнитостатической энергии, приводящий к магнитной анизотропии формы с симметрией типа „плоскость легкого намагничивания“ [1]. Тонкие магнитные пленки с намагниченностью, ориентированной нормально к поверхности, обязаны своей „экзотичностью“ константе перпендикулярной магнитной анизотропии, достаточно большой для того, чтобы преодолеть магнитную анизотропию формы пленки. Такие пленки на основе Co и Pt с высокой константой перпендикулярной магнитной анизотропии привлекают внимание для разработки магнитной оперативной и постоянной памяти высокой плотности [2,3]. В качестве источников значительной перпендикулярной магнитной анизотропии в пленках на основе кобальта и платины могут выступать магнитокристаллическая анизотропия (например, в эпитаксиальных пленках, содержащих фазы со структурой L1<sub>0</sub> либо L1<sub>1</sub>), либо поверхностная и интерфейсная анизотропия в тонких моно- и многослойных пленках [4–7]. Приготовление пленок Co/Pt со слоями

нанометровых толщин рассматривается как подход к управлению магнитными свойствами вообще и магнитной анизотропией в частности [8–11]. Многослойные пленки Co/Pt также привлекли интерес в связи с высоким интерфейсным взаимодействием Дзялошинского–Мории, что позволяет использовать их как среды для формирования и манипуляции топологически стабилизированными конфигурациями намагниченности, такими как, например, скирмионы [12–15]. Магнитная анизотропия, определяемая границами раздела слоев, весьма чувствительна к структуре интерфейса, смещению на границах раздела, внутренним напряжениям и, как следствие, во многом определяется особенностями технологии приготовления многослойных структур [7,8,16,17]. В этой связи, экспериментальные работы, пополняющие знания о связи технологии изготовления, структуры и свойств таких пленок актуальны. В данной работе исследована константа магнитной анизотропии пленок [Co/Pt]<sub>10</sub>, изготовленных последовательным напылением слоев Co и Pt субатомных толщин.

### 2. Эксперимент

Пленки Co/Pt получены методом электронно-лучевого испарения в вакууме на подложках Si [12]. Перед напы-

лением Co/Pt на поверхность образцов наносился слой  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной 1 nm для предотвращения диффузии Co внутрь пластины [18]. Рост Co/Pt осуществлялся путем поочередного испарения мишеней Co и Pt электронным пучком в условиях высокого вакуума  $3 \cdot 10^{-6}$  Torr. Толщины слоев в многослойной структуре Co/Pt контролировались весовым пьезоэлектрическим датчиком. Толщины слоев в бислое Co/Pt устанавливались от 0.2 до 0.5 nm (для Co) и от 0.3 до 0.7 nm (для Pt) при общем количестве бислоев равном 10.

Кривые крутящего момента измерялись с помощью крутильного магнитометра с чувствительностью  $3.76 \cdot 10^{-9}$  N·m в магнитном поле 10 kOe. Измерения ферромагнитного резонанса выполнены на спектрометре ELEXSYS E580, Bruker при частоте накачки резонатора  $f = 9.48$  GHz при различной ориентации магнитного поля относительно нормали к пленке, характеризующейся углом  $\theta$ . Измерения петель гистерезиса проводились на вибрационном магнитометре. Вставка с держателем образца измерялась отдельно, и ее вклад в общий сигнал вычитался. Все измерения выполнены при комнатной температуре.

### 3. Результаты и обсуждение

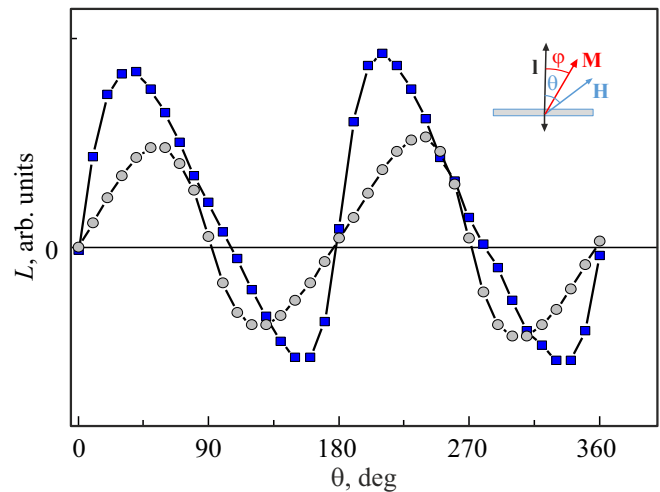
Кривые крутящего момента от угла поворота поля по отношению к плоскости пленки позволяют определить направление оси легкого намагничивания, а также количественно оценить константу магнитной анизотропии.

Для этого использована подгонка угловых зависимостей теоретическими выражениями для крутящего момента в рамках модели Стонера–Вольфарта. Теоретическая зависимость рассчитана из системы, составленной уравнениями равновесия для положения намагниченности и уравнением для крутящего момента, действующего на магнитный момент образца во внешнем поле  $L(H)$ . Параметрами модели являются намагниченность пленки  $M_s$  и константа перпендикулярной магнитной анизотропии  $K_p$ . Ориентацию поля отсчитывали от перпендикуляра к пластине (см. вставку на рис. 1). Магнитная энергия образца во внешнем поле  $H$  согласно модели Стонера–Вольфарта [19]:

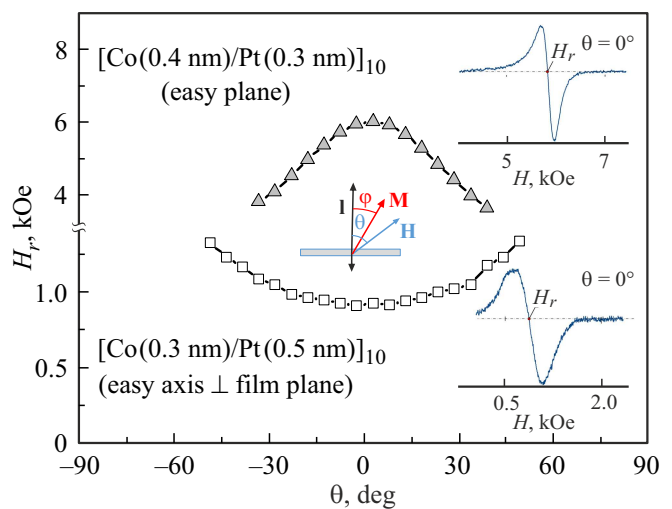
$$E(\theta, \phi) = -M_s H \cos(\theta - \phi) - K_p \cos(\phi)^2, \quad (1)$$

где  $M_s$  — намагниченность насыщения;  $K_p$  — константа одноосной анизотропии. В равновесном состоянии  $\frac{\partial E}{\partial \phi} = 0$ . Угловая зависимость крутящего момента рассчитана как  $L = M_s H \sin(\theta - \phi)$ , где величина  $\phi$ , вычислялась из условий равновесия для заданных в эксперименте параметров  $M_s$ ,  $H$ ,  $\theta$ , а также  $K_p$ . Далее величина  $K_p$  подбиралась так, чтобы обеспечить наилучшее согласие этой зависимости с экспериментом.

Подобный подход использовался и для анализа угловых зависимостей поля ферромагнитного резонанса  $H_r$  пленок (см. например [20,21]). Подбор величины



**Рис. 1.** Угловые зависимости вращающего момента на примере двух образцов с анизотропией типа ось легкого намагничивания ориентированная поперек пленки  $[\text{Co}(0.4 \text{ nm})/\text{Pt}(0.6 \text{ nm})]_{10}/\text{Al}_2\text{O}_3(1 \text{ nm})/\text{Si}$  (квадратные символы) и с анизотропией типа легкая плоскость  $[\text{Co}(0.4 \text{ nm})/\text{Pt}(0.3 \text{ nm})]_{10}/\text{Al}_2\text{O}_3(1 \text{ nm})/\text{Si}$  (круглые символы).

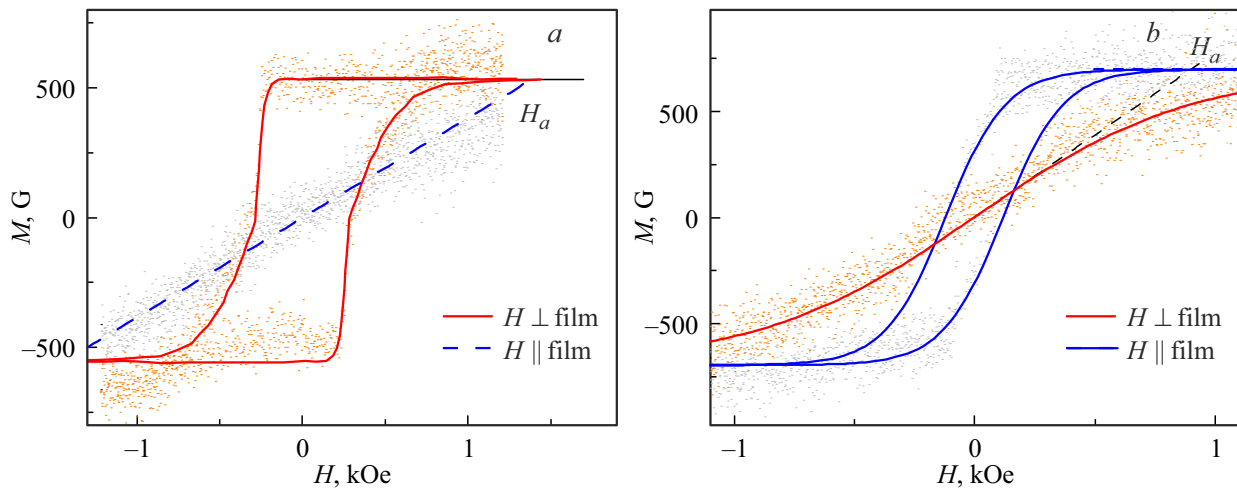


**Рис. 2.** Угловая зависимость резонансного поля на примере двух пленок с различным знаком эффективной одноосной магнитной анизотропии.

$K_p$ , обеспечивающий наилучшее согласие с экспериментальной угловой зависимостью  $H_r$ , позволил оценить константу магнитной анизотропии.

Угловая зависимость резонансного поля качественно отличается для пленок с ориентацией оси легкого намагничивания вдоль нормали пленки либо в плоскости пленки (рис. 2).

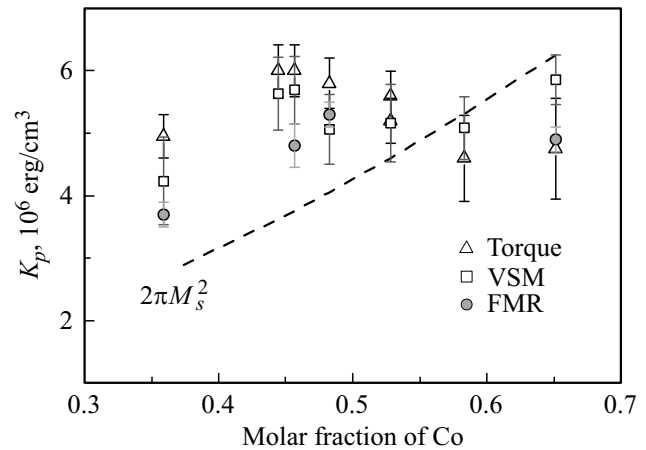
Кривые намагниченности измерены с помощью вибрационного магнитометра при приложении поля вдоль и поперек плоскости пленки. Из-за малой массы образца точность измерения петель невелика, впрочем, отличие



**Рис. 3.** Примеры петель гистерезиса при различной ориентации поля к плоскости пленки: *a* —  $[\text{Co}(0.4 \text{ nm})/\text{Pt}(0.6 \text{ nm})]_{10}/\text{Al}_2\text{O}_3(1 \text{ nm})/\text{Si}$ ; *b* —  $[\text{Co}(0.4 \text{ nm})/\text{Pt}(0.3 \text{ nm})]_{10}/\text{Al}_2\text{O}_3(1 \text{ nm})/\text{Si}$ .

кривых намагничивания заметно и позволяет сделать оценку константы анизотропии. На рис. 3, помимо измеренных точек на петле гистерезиса, характеризующихся значительным шумом, приведены линии, отражающие усредненное поведение намагниченности с изменением поля. Поле анизотропии, оцененное из таких петель, также использовано для оценки константы анизотропии  $K = H_a M_s / 2$  (здесь  $H_a$  — поле магнитной анизотропии), при этом в зависимости от симметрии магнитной анизотропии, знак константы различается:  $K > 0$  в случае анизотропии типа „ось легкого намагничивания“ (рис. 3, *a*) и  $K < 0$  в случае анизотропии типа „плоскость легкого намагничивания“ (рис. 3, *b*). Константа  $K = K_p - 2\pi M_s^2$ . Методы ферромагнитного резонанса и крутящего момента позволяют отдельно определять величины константы перпендикулярной магнитной анизотропии  $K_p$  и намагниченности насыщения  $M_s$ . В данном случае константа перпендикулярной магнитной анизотропии оценивалась как  $K_p = K + 2\pi M_s^2$ .

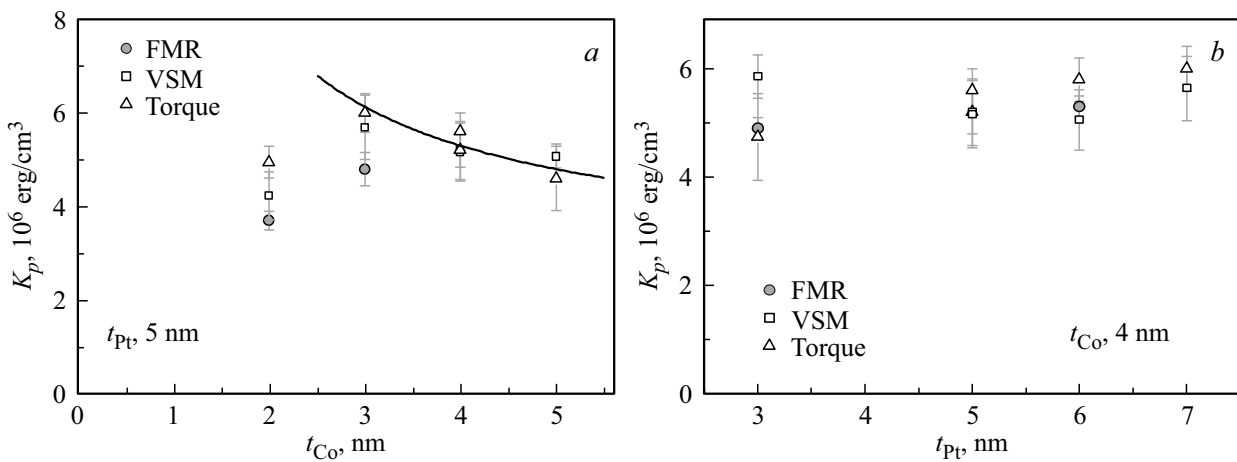
Интерпретация полученных оценок  $K_p$  нуждается в модельном представлении о структуре пленок. Послойный рост предполагает возможность реализации структуры с чередованием слоев Co и Pt. В то же время, ультрамалая толщина слоев  $\sim 1$  монослоя заставляет усомниться в том, что перемешивание атомов соседних слоев сохранит какую-либо композиционную модуляцию в пленке. В ходе обсуждения данного вопроса в работе [12] на поперечном сечении пленки  $[\text{Co}(0.6 \text{ nm})/\text{Pt}(1.0 \text{ nm})]_{10}$ , полученной методом электронно-лучевого испарения, демонстрируется наличие „многослойного“ контраста с периодом, соответствующим технологическому регламенту. Пленки, исследуемые в данной работе, характеризуются меньшими толщинами, поэтому вопрос какова структура пленок: многослойная либо однородная структура твердого раствора сохраняется. Далее, оставаясь в рамках данной дилеммы рассмотрим поведение  $K_p$  на основе каждой модели в отдельности.



**Рис. 4.** Константа анизотропии пленок Co-Pt в зависимости от состава.

**Модель „пленка-сплав Co-Pt“.** Если предположить полное перемешивание атомов соседних слоев, пленка представляет собой сплав Co-Pt, и образцы будут различаться лишь молярными долями Co и Pt. Данные по величине  $K_p$  для образцов с различными молярными долями компонент приведены на рис. 4.

Во-первых, отметим, что данные, полученные тремя используемыми методами (крутящий момент, кривые намагничивания, ферромагнитный резонанс), согласуются в пределах погрешности измерений. Максимальная величина константы перпендикулярной анизотропии достигается в пленках с составом, близким к эквиатомному (рис. 4). Эта константа на порядок меньше константы анизотропии эквиатомного упорядоченного твердого раствора CoPt L1<sub>0</sub>. Можно предположить, что пленка состоит из неупорядоченного твердого раствора Co-Pt, включающего некоторое количество доменов L1<sub>0</sub> фазы, ориентированных перпендикулярно подложке.



**Рис. 5.** Константа магнитной анизотропии пленок: *a* — с суммарной толщиной Pt 5 nm и разной суммарной толщиной Co; *b* — с суммарной толщиной Co 4 nm и разной суммарной толщиной Pt. Линия на рис. 5, *a* соответствует уравнению (2).

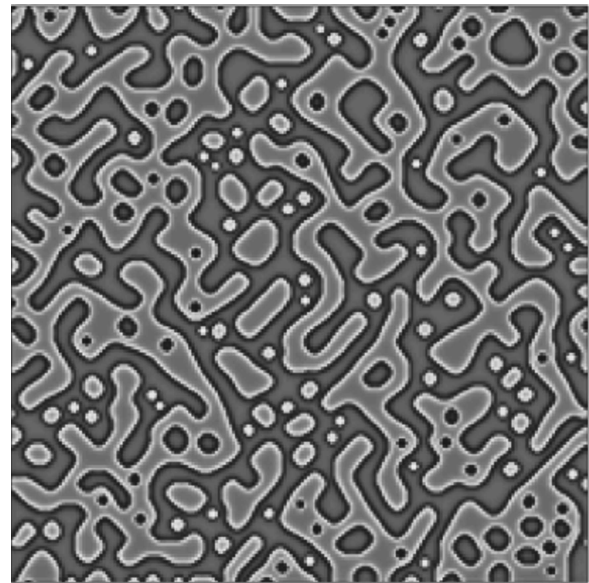
Объемную долю таких доменов можно оценить на уровне 10% [22–24]. Штриховой линией на рис. 4 показана энергия магнитной анизотропии формы пленки, для расчета которой использованы величины намагниченности объемных твердых растворов Co-Pt [25]. При выполнении неравенства  $K_p > 2\pi M_s^2$  пленка в малом поле должна быть намагничена перпендикулярно плоскости, в противоположном случае — в плоскости пленки. Отметим, что именно это наблюдается для исследованных пленок: два образца с максимальным содержанием кобальта характеризуются магнитной анизотропией типа плоскость легкого намагничивания, в остальных пленках реализуется ось легкого намагничивания, ориентированная нормально пленке.

**Модель „многослойная пленка Co/Pt“.** Если допустить наличие композиционной модуляции либо наличие границ раздела между слоями кобальта и платины можно выполнить анализ константы перпендикулярной магнитной анизотропии от толщины слоев. На рис. 5, *a*, видно, что если для четырех образцов с суммарной толщиной Pt 5 nm и разной суммарной толщиной Co можно говорить о влиянии толщины слоя Co на константу анизотропии, то для образцов с суммарной толщиной Co 4 nm и разной суммарной толщиной Pt о таком влиянии говорить не приходится.

Влияние толщины ферромагнитного слоя  $t$  на магнитную анизотропию пленки традиционно оценивают в рамках модели Нееля [4]:

$$K_p = K_{pV} + k_i N/t, \quad (2)$$

где первое слагаемое  $K_{pV}$  — объемная анизотропия, второе связано с интерфейсной анизотропией  $k_i$  умноженной на количество интерфейсов  $k_i N$ . Предполагая, что в нашем случае подавляющий вклад в интерфейсную анизотропию связан с границами раздела Co/Pt и Pt/Co (в виду сильного спин-орбитального взаимодействия на данном интерфейсе, а также в виду множественности этих интерфейсов). Анизотропией, связанной с



**Рис. 6.** Рассчитанная дивергенция намагниченности в пленке с микромагнитными константами, соответствующими исследуемым пленкам. Сторона квадрата 2  $\mu\text{m}$ .

интерфейсом Co/подложка, можно пренебречь и считать  $N = 19$ . Уравнение (2) хорошо описывает анизотропию трех образцов с суммарной толщиной кобальта 3, 4 и 5 nm, в то время как образец с толщиной 2 nm демонстрирует заметное отклонение от линии соответствующей уравнению (2). Это отклонение можно связать с тем, что в данном образце формируется сплав, в отличие от пленок с более толстыми слоями, склонными к формированию слоистой структуры в пленке. Константы магнитной анизотропии, соответствующие линии на рис. 5, *a*, составляют  $K_{pV} = (2.8 \pm 0.8) \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$  и  $k_i = (0.50 \pm 0.17) \text{ erg/cm}^2$  и хорошо согласуются с константами, определенными ранее на мультислой-

ных пленках Co/Pt со сравнимыми толщинами слоев [5,8,10,11,26].

Оцененные микромагнитные константы были использованы для микромагнитного моделирования данных пленок с помощью пакета OOMMF [27]. В моделировании учтены константы, близкие к константам данных пленок: константа обмена  $A = 0.7 \cdot 10^{-6}$  erg/cm [28]; намагниченность  $M_s = 800$  G; константа Дзялошинского–Мории  $D = 0.6$  erg/cm<sup>2</sup> выбрана близкой к величинам из работ [12,29]; константа магнитной анизотропии  $K = 6 \cdot 10^6$  erg/cm<sup>3</sup> выбрана близкой к величинам, измеренным в данной работе, а ось легкого намагничивания перпендикулярна плоскости пленки.

На рис. 6 показан результат расчета равновесной намагниченности для пленки толщиной 5 нм. На рис. 6 визуализирована величина дивергенции намагниченности (непосредственно связанная изображениями, получаемыми на магнитном силовом микроскопе — МСМ). Намагниченность светлых и темных доменов направлена перпендикулярно плоскости. Наблюдаемая картина качественно подобна картинам МСМ, наблюдавшимся на данных пленках ранее [12]. Поскольку размеры доменов и вид доменной структуры чувствительны как к специфическому набору констант, так и к магнитной предистории пленки, соответствие рис. 6 и экспериментально наблюдаемых картин МСМ можно рассматривать как успешный тест на достоверность измеренных магнитных констант.

#### 4. Заключение

Изучена константа магнитной анизотропии пленок [Co/Pt]<sub>10</sub> на подложке Si, приготовленных последовательным напылением Co с эффективной толщиной от 0.2 до 0.5 nm и Pt от 0.3 до 0.7 nm. Используемые методы (крутящего момента, кривых намагничивания и ферромагнитного резонанса) позволили оценить константу анизотропии и ее тип (ось либо плоскость легкого намагничивания) и показали согласие оценок в пределах ошибок измерения. Конкуренция константы перпендикулярной магнитной анизотропии и магнитной анизотропии формы приводит к тому, что в исследуемых образцах намагниченность либо перпендикулярна плоскости пленки, либо лежит в ее плоскости. Использование в микромагнитном моделировании константы магнитной анизотропии, установленной в эксперименте, приводит к согласию расчетных и изученных ранее экспериментальных микромагнитных изображений. Константа магнитной анизотропии максимальна в пленках с составом, близким к эквивалентному, но существенно меньше константы анизотропии эквивалентного упорядоченного твердого раствора CoPt L1<sub>0</sub>. Анализ изменения константы анизотропии от эффективной толщины слоя кобальта при постоянной толщине слоя платины позволяет оценить интерфейсную анизотропию Co/Pt как

$k_i = (0.50 \pm 0.17)$  erg/cm<sup>2</sup>, что согласуется с данными, полученными ранее другими группами.

#### Благодарности

Авторы выражают благодарность Красноярскому региональному центру коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН за предоставленное оборудование для проведения измерений.

#### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках научной тематики Госзадания Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН ФИЦ КНЦ СО РАН.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. Физические свойства и применение магнитных пленок. Наука, Новосибирск (1975).
- [2] J. Ariake, T. Chiba, S. Watanabe, N. Honda, K. Ouchi. *J. Magn. Mater.* **287**, 229 (2005).
- [3] Y. Kawada, Y. Ueno, K. Shibata. *IEEE Trans. Magn.* **38**, 2045 (2002).
- [4] L. Néel. *J. Phys. Le Radium.* **15**, 225 (1954).
- [5] D. Weiler, R.F.C. Farrow, R.F. Marks, G.R. Harp, H. Notarys, G. Gorman. *MRS Proc.* **313**, 791 (1993).
- [6] N. Nozawa, S. Saito, S. Hinata, M. Takahashi. *J. Phys. D* **46**, 172001 (2013).
- [7] Y.C. Won, S.H. Lim. *Sci. Rep.* **11**, 10779 (2021).
- [8] T.Y. Lee, Y. Chan Won, D. Su Son, S. Ho Lim, S.-R. Lee. *J. Appl. Phys.* **114**, 173909 (2013).
- [9] K. Yakushiji, T. Saruya, H. Kubota, A. Fukushima, T. Nagahama, S. Yuasa, K. Ando. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 232508 (2010).
- [10] T. Young Lee, D. Su Son, S. Ho Lim, S.-R. Lee. *J. Appl. Phys.* **113**, 216102 (2013).
- [11] I.B. Chung, Y.M. Koo, J.M. Lee. *J. Appl. Phys.* **87**, 4205 (2000).
- [12] M.V. Dorokhin, A.V. Zdoroveyshchev, M.P. Temiryazeva, A.G. Temiryazev, P.B. Demina, O.V. Vikhrova, A.V. Kudrin, I.L. Kaļentyeva, M.V. Ved, A.N. Orlova, V.N. Trushin, A.V. Sadovnikov, D.A. Tatarskiy. *J. Alloys Compd.* **926**, 166956 (2022).
- [13] Y. Zhou, R. Mansell, S. van Dijken. *Appl. Phys. Lett.* **118**, 172409 (2021).
- [14] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, M. Chshiev. *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267210 (2015).
- [15] L. Wang, C. Liu, N. Mehmood, G. Han, Y. Wang, X. Xu, C. Feng, Z. Hou, Y. Peng, X. Gao, G. Yu. *ACS Appl. Mater. Interfaces.* **11**, 12098 (2019).
- [16] S. Bandiera, R.R. Sousa, B.B. Rodmacq, B. Dieny. *IEEE Magn. Lett.* **2**, 3000504 (2011).
- [17] D. Ourdani, Y. Roussigné, S.M. Chérif, M.S. Gabor, M. Belmeguenai. *J. Phys. D* **55**, 485004 (2022).

- [18] A.I. Bobrov, Y.A. Danilov, M.V. Dorokhin, A.V. Zdoroveyshchev, N.V. Malekhonova, E.I. Malysheva, D.A. Pavlov, S. Saaid. *J. Surf. Investig. X-Ray, Synchrotron Neutron Tech.* **9**, 706 (2015).
- [19] E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth. *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **240**, 559 (1948).
- [20] G.Y. Melnikov, I.G. Vazhenina, R.S. Iskhakov, N.M. Boev, S.V. Komogortsev, A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya. *Sensors* **23**, 6165 (2023).
- [21] S.V. Komogortsev, I.G. Vazhenina, S.A. Kleshnina, R.S. Iskhakov, V.N. Lepalovskij, A.A. Pasyukova, A.V. Svalov. *Sensors* **22**, 3324 (2022).
- [22] P.D. Kim, I.A. Turpanov, S.V. Stolyar, R.S. Iskhakov, V.I. Yushkov, A.Y. Beten'kova, L.A. Li, E.V. Bondareva, T.N. Isaeva, M.M. Karpenko. *Tech. Phys.* **49**, 431 (2004).
- [23] P.D. Kim, I.A. Turpanov, S.V. Stolyar, V.I. Yushkov, D.L. Khalyapin. *Phys. Met. Metallogr.* **102**, S83 (2006).
- [24] S.V. Komogortsev, R.S. Iskhakov, A.A. Zimin, E.Y. Filatov, S.V. Korenev, Y.V. Shubin, N.A. Chizhik, G.Y. Yurkin, E.V. Eremin. *Appl. Phys. Lett.* **103**, 152404 (2013).
- [25] S. Jen, T. Chen, B. Chao. *Phys. Rev. B* **48**, 12789 (1993).
- [26] F.J.A. den Broeder, W. Hoving, P.J.H. Bloemen. *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 562 (1991).
- [27] M.J. Donahue, D.G. Porter. *OOMMF user's guide, version 1.0*. MD, Gaithersburg (1999).
- [28] S.V. Komogortsev, R.S. Iskhakov, A.A. Zimin, E.Y. Filatov, S.V. Korenev, Y.V. Shubin, N.A. Chizhik, G.Y. Yurkin, E.V. Eremin. *J. Magn. Magn. Mater.* **401**, 236 (2016).
- [29] И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, А.В. Здорoveйщев, М.В. Дорохин, Ю.А. Дудин, А.В. Кудрин, М.П. Темиряева, А.Г. Темиряев, С.А. Никитов, А.В. Садовников. *ФТТ* **63**, 324 (2021).

*Редактор К.В. Емцев*