

# Большая магнитная вращающаяся анизотропия в эпитаксиальных $L1_0CoPt(111)$ тонких пленках

В. Г. Мягков<sup>\*1)</sup>, В. С. Жигалов<sup>\*×</sup>, Л. Е. Быкова<sup>\*</sup>, Г. Н. Бондаренко<sup>+</sup>, А. Н. Рыбакова<sup>\*×</sup>, А. А. Мацынин<sup>\*°</sup>,  
И. А. Тамбасов<sup>\*</sup>, М. Н. Волочаев<sup>\*×</sup>, Д. А. Великанов<sup>\*°</sup>

<sup>\*</sup>Институт физики им. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

<sup>×</sup>Сибирский государственный аэрокосмический университет им. Решетнева, 660014 Красноярск, Россия

<sup>+</sup>Институт химии и химической технологии СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

<sup>°</sup>Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 15 июня 2015 г.

Представлена эволюция структурных и магнитных свойств в эпитаксиальных пленочных системах Co/Pt(111) эквиатомного состава в процессе вакуумного отжига. Отжиг до температуры 400 °С не приводит к изменению структурных и магнитных свойств пленок, что указывает на отсутствие значительно перемешивания на Co/Pt интерфейсе. С повышением температуры отжига от 400 до 750 °С происходит формирование нанокластеров, содержащих основную магнитотвердую фазу  $L1_0CoPt$ , эпитаксиально сросшаяся с фазой  $CoPt_3$ . В полученных пленках обнаружена большая магнитная вращающаяся анизотропия. В магнитных полях выше коэрцитивной силы ( $H > H_C = 8$  кЭ) легкая ось анизотропии с учетом угла отставания может быть ориентирована в любом пространственном направлении. Обсуждаются возможные механизмы формирования магнитной вращающейся анизотропии. Сделано предположение о том, что большая магнитная вращающаяся анизотропия вносит основной вклад в магнитную перпендикулярную анизотропию в  $Co_xPt_{1-x}$  пленках.

DOI: 10.7868/S0370274X15180071

**Введение.** Структурные и магнитные свойства тонких пленок, упорядоченных по типу  $L1_0$  (FePd, FePt, CoPt), имеющих большую константу магнитокристаллической анизотропии ( $K_1 > 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>) с осью легкого намагничивания, совпадающей с осью  $c$ , широко исследуются в связи с потенциальной возможностью их использования для высокоплотной магнитной записи информации и создания специальных магнитных сред [1, 2]. Необходимым условием формирования тонкопленочных сред с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) является ориентированный рост  $L1_0(001)$ -кристаллитов с осью  $c$ , совпадающей с нормалью к подложке и константой  $K_U = K_1 - 2\pi M_S^2 > 0$  ( $2\pi M_S^2$  – анизотропия формы образца). Многие исследования направлены на получение  $L1_0(001)$  тонких пленок вблизи эквиатомного состава путем эпитаксиального роста на подложках MgO(001). Эпитаксиальные  $L1_0CoPt(001)$ -образцы демонстрируют достаточно высокую константу ПМА ( $K_U \sim (1-4) \cdot 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>) [3]. Близкие значения константы ПМА имеют эпитаксиальные пленки ГПУ- $Co_3Pt(002)$  [4] и  $L1_1-CoPt(111)$ , оса-

жденные на поверхности (111) Pt [5]. Кроме эквиатомного состава, ПМА наблюдается в  $Co_xPt_{1-x}$  в широком концентрационном диапазоне, в котором формируются неупорядоченные ГЦК [6] и упорядоченные  $L1_2-Co_3Pt$  [7] и  $L1_2-CoPt_3$  [8] фазы. Однако в силу кубической симметрии фаз существование перпендикулярной анизотропии в этих пленках не предполагается. Также непонятны механизмы появления ПМА в пленках  $Co_xPt_{1-x}$ , осажденных на аморфные подложки [9]. Кроме магнитокристаллической природы, предлагаются различные модели, объясняющие происхождение гигантской ПМА, например образование колонной структуры, преимущественное расположение Co–Pt-связей перпендикулярно подложке, существование плоскостных напряжений и другие. Однако реальная природа ПМА, наблюдаемой в пленках  $Co_xPt_{1-x}$ , остается неопределенной.

В данной работе мы представляем первые наблюдения большой магнитной вращающейся анизотропии в пленках  $Co_xPt_{1-x}$ , полученных твердофазной реакцией элементарных Co- и Pt-слоев. Магнитная вращательная анизотропия (МВА) была открыта в первых работах, изучавших магнетизм в тонких плен-

<sup>1)</sup>e-mail: miagkov@iph.krasn.ru

ках. Она состоит в том, что легкая ось следует за направлением магнитного поля (см., например, [10]). В отличие от других видов анизотропий МВА не описывается синусоидальным законом и поэтому не имеет однозначной характеристики. Часто для характеристики МВА используется поле  $H^{\text{rot}}$ , которое находится как разность  $H^{\text{rot}} = H_k^{\text{dyn}} - H_k^{\text{stat}}$  между динамическим полем магнитной анизотропии  $H_k^{\text{dyn}}$ , измеренной ферромагнитным резонансом, и статическим полем магнитной анизотропии  $H_k^{\text{stat}}$  [11]. При измерении методом крутящих моментов характеристикой МВА может служить величина  $L^{\text{rot}}$ , которая определяется как средняя величина крутящего момента при больших углах вращения магнитного поля (см. рис. 3). Магнитная вращательная анизотропия наблюдается как на магнитомягких пленках ( $H_C < 500$  Э), имеющих  $L^{\text{rot}} \sim (10^3 - 10^4)$  эрг/см<sup>3</sup> и  $H^{\text{rot}} < 500$  Э [12–14], так и на магнитотвердых материалах ( $H_C > 5$  кЭ,  $L^{\text{rot}} \sim (10^5 - 10^6)$  эрг/см<sup>3</sup> [15, 16]). Литературный обзор показывает, что источник МВА может быть связан с существованием страйповой доменной структуры [12], обменного взаимодействия между антиферромагнитными и ферромагнитными зернами [13], магнитострикцией [14], замораживанием корреляций между спинами [15]. Однако в настоящее время нет общепринятой интерпретации механизмов МВА. Наши исследования демонстрируют, что МВА образуется во всех пленках  $\text{Co}_x\text{Pt}_{1-x}$  состава 40–80 ат. % Pt, полученных твердофазным синтезом. В настоящей работе приведены только данные для эпитаксиальных пленок  $\text{CoPt}(111)/\text{MgO}(001)$  эквивалентного состава.

**Образцы и методика эксперимента.** В экспериментах использовались эпитаксиальные пленки  $\text{Co}/\text{Pt}(111)$ , полученные последовательным осаждением Pt и Co на поверхность (001) подложки MgO. Осаждение Pt-слоя велось при давлении  $10^{-6}$  Торр и температуре 250 °C и приводило к ориентированному росту  $\text{Pt}(111)/\text{MgO}(001)$ . Эпитаксиальный рост пленок  $\text{Pt}(111)$ , полученных магнетронным распылением, наблюдался при температурах на поверхности MgO(001) до 300 °C [17]. Верхний слой Co осаждался при комнатной температуре, чтобы избежать реакции между Pt и Co во время осаждения. Толщины реагирующих слоев Co и Pt, которые определялись рентгеноспектральным флуоресцентным методом, составили 100 и 140 нм соответственно, что обеспечивало попадание в эквивалентный состав. Исходные образцы  $\text{Co}/\text{Pt}(111)/\text{MgO}(001)$  отжигались через 50 °C в течение 30 мин от 300 до 750 °C. Идентификация образующихся фаз была проведена на дифрактометре ДРОН-4-07 ( $\text{CuK}\alpha$ -излучение). Рентге-

нографические исследования эпитаксиальных соотношений между  $\text{MgO}(001)$ , реагирующими пленками Pt, Co и слоем  $\text{CoPt}$ , образующимся в продуктах реакции, проводились на дифрактометре PANalytical X'Pert PRO с детектором PIXcel. В приборе использовалось  $\text{CuK}\alpha$ -излучение, монохроматизированное вторичным графитовым монохроматором. Намагниченность насыщения  $M_S$  и коэрцитивная сила  $H_C$  измерялись на вибрационном магнитометре в магнитных полях до 30 кЭ. Измерения кривых крутящих моментов были проведены на крутильном магнитометре с максимальным магнитным полем 10 кЭ. Все измерения проводились при комнатной температуре.

**Экспериментальные результаты.** На рис. 1 приведена зависимость  $H_C(T)$  коэрцитивной силы

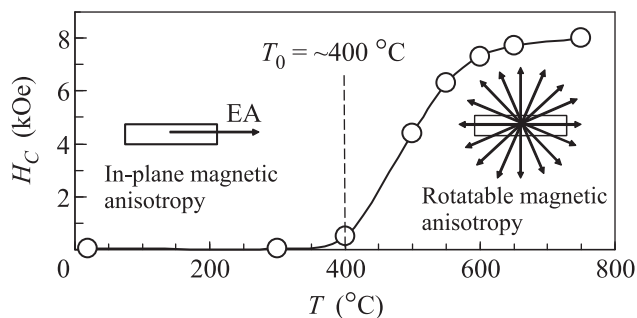


Рис. 1. Зависимость коэрцитивной силы  $H_C$   $\text{Co}/\text{Pt}(111)$  пленочной системы от температуры отжига  $T$ . Вертикальной линией показана температура инициации твердофазного синтеза  $L1_0\text{CoPt}(111)$ -фазы ( $T_0 \sim 400$  °C)

$H_C$  в плоскости образца  $\text{Co}/\text{Pt}(111)$  от температуры отжига  $T$ . С увеличением температуры исходная величина  $H_C \sim 50$  Э сначала не изменялась, а затем резко увеличивалась после 400 °C. Это указывает на начало сильного перемешивания слоев Co и Pt и формирования магнитотвердых соединений. Выше 600 °C величина коэрцитивной силы достигала  $H_C \sim 8$  кЭ и далее лишь незначительно увеличивалась, что указывает на полное перемешивание слоев и конец твердофазной реакции между Co и Pt.

Дифрактограммы исходных двухслойных пленок  $\text{Co}/\text{Pt}(111)$  содержат сильное отражение от  $\text{Pt}(111)$ ,  $\text{Pt}(222)$  и слабые пики от ГПУ Co (рис. 2а), которые значительно уменьшаются после отжига при 400 °C (рис. 2б). Последнее подтверждает начало твердофазной реакции Co с Pt. После отжига при 500 °C (рис. 2с) возникает сильное отражение, которое может принадлежать неупорядоченной ( $A_1\text{CoPt}(111)$ ) или упорядоченным ( $L1_0\text{CoPt}(111)$  и  $L1_1\text{CoPt}(111)$ ) фазам. Большая коэрцитивная сила этих образцов является характеристикой  $L1_0$ - и  $L1_1$ -фаз. Значение

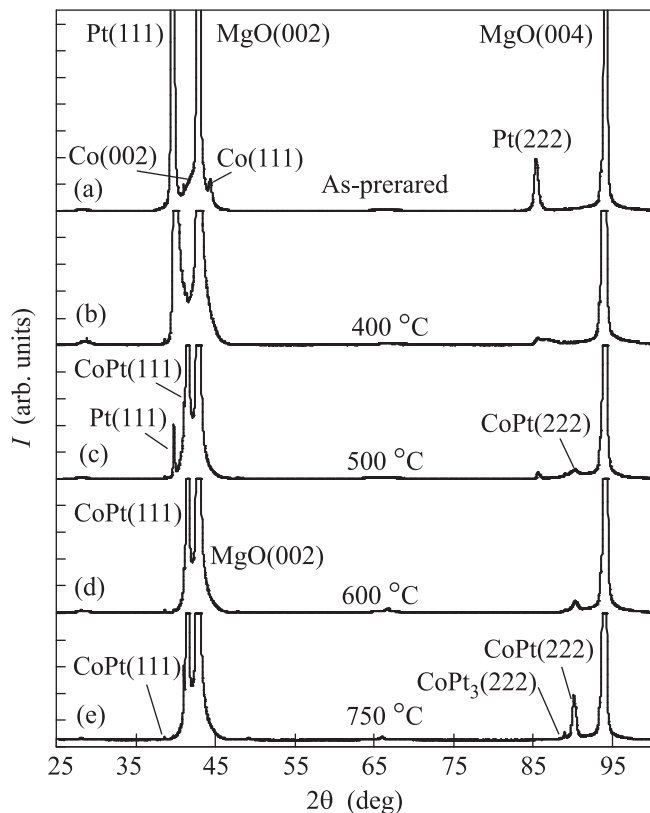


Рис. 2. Дифрактограммы, показывающие фазовые превращения в  $Co/Pt(111)$  пленочной системе при различных температурах отжига

$H_C \sim 8$  кЭ (рис. 1) характерно для  $L1_0$ -фазы. Поэтому можно считать, что в данном случае магнитотвердая  $L1_0CoPt(111)$  формируется в  $Co/Pt(111)$ -пленках твердофазным синтезом.

С увеличением температуры отжига до  $600^\circ C$  (рис. 2d) и  $750^\circ C$  (рис. 2e) возникают слабые отражения, идентифицируемые как пики (111) и (222) от  $CoPt_3$ -фазы. Присутствие сильных ( $L1_0CoPt(111)$  и  $L1_0CoPt(222)$ ) и слабых ((111) $CoPt_3$  и (222) $CoPt_3$ ) отражений указывает на эпитаксиальное срастание зерен  $L1_0CoPt+CoPt_3$ . Результаты симметричного  $\varphi$ -сканирования (в работе не приведены) отражений (113) от подложки MgO и отражений (311) и (211) от  $CoPt$ -фаз после отжига при  $750^\circ C$  показывают, что зерна  $L1_0CoPt(111)$  хаотично растут на поверхности (001)MgO. Поэтому можно считать, что зерна  $L1_0CoPt+CoPt_3$ , обладающие (111)-текстурой, перпендикулярной плоскости, и изотропные в плоскости, формируются при твердофазном синтезе в  $Co/Pt(111)$  двухслойных пленочных системах. Аналогичные высокоанизотропные  $L1_0CoPt(111)$ -пленки были получены импульсно-лазерным напылением на подслое Pt(111), предварительно осажденном на подложку MgO(001), после отжига при  $600^\circ C$  [18].

Исследования на крутильном магнитометре показали в исходных пленках  $Co/Pt(111)$  плоскостную анизотропию, которая сохранялась до температуры  $T_0 \sim 400^\circ C$  инициирования твердофазной реакции Co с Pt (рис. 1). Выше температуры  $400^\circ C$  на  $Co/Pt$ -интерфейсе начинался синтез  $CoPt(111)$ -фазы, которая радикально изменяла кривые крутящих моментов. Кривые крутящих моментов приобретали вид, характерный для МВА, после отжигов выше  $600^\circ C$  [10] и не изменяли своей формы при  $750^\circ C$ . Легкую ось (ЕА) этих образцов можно выстроить в любом пространственном направлении, как в плоскости, так и перпендикулярно ей (рис. 1), учитывая угол отставания  $\alpha$  нового направления легкой оси от направления магнитного поля (рис. 3 и 4).

Структурная анизотропия, перпендикулярная плоскости, и структурная анизотропия в плоскости создают разные кривые крутящих моментов. На рис. 3 и 4 приведены два варианта кривых крутящих моментов при вращении магнитного поля  $H = 10$  кЭ на  $360^\circ$  (прямой и обратный ход) пленки  $CoPt(111)$ , имеющей МВА как в плоскости (рис. 3), так и в направлении, перпендикулярном плоскости образца (рис. 4):

1) так как в плоскости образцы магнитоизотропны, легкая ось выстраивалась в произвольном направлении в плоскости и магнитное поле вращалось в плоскости образца (рис. 3);

2) легкая ось выстраивалась по нормали к пленке, и магнитное поле вращалось через плоскость пленки (рис. 4).

Кривая крутящего момента  $L_{\parallel}^{rot}(\varphi)$  при вращении магнитного поля в плоскости (рис. 3) показывает МВА, которая характеризуется максимальным моментом  $L_{\parallel}^{rot} = 2.2 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> и углом отставания  $\alpha \sim 40^\circ$ . Кривые крутящего момента  $L_{\perp}^{rot}(\varphi)$  при вращении магнитного поля перпендикулярно плоскости (рис. 4) могут быть разложены на следующие компоненты: с МВА  $L_{\perp}^{rot} = 2.2 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>, одноосную с периодом  $180^\circ$  ( $L_2 = 1 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>) и двухосную с периодом  $90^\circ$  ( $L_4 = 0.25 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>). Во всех случаях коэрцитивная сила, измеренная вдоль легкой оси, в пределах экспериментальной точности была постоянной ( $H_C = 8$  кЭ).

**Обсуждение результатов.** Надо заметить, что все измеренные анизотропии на порядок меньше констант магнитокристаллографической анизотропии  $L1_0CoPt$ -фазы, которая является основной в образцах. Намагниченность насыщения этих образцов  $M_S = (250-300)$  э.м.е./см<sup>3</sup> также меньше значения  $M_S \sim 800$  э.м.е./см<sup>3</sup> массивных образцов и пленок  $L1_0CoPt$  после отжигов при  $600$  и  $750^\circ C$  [19].

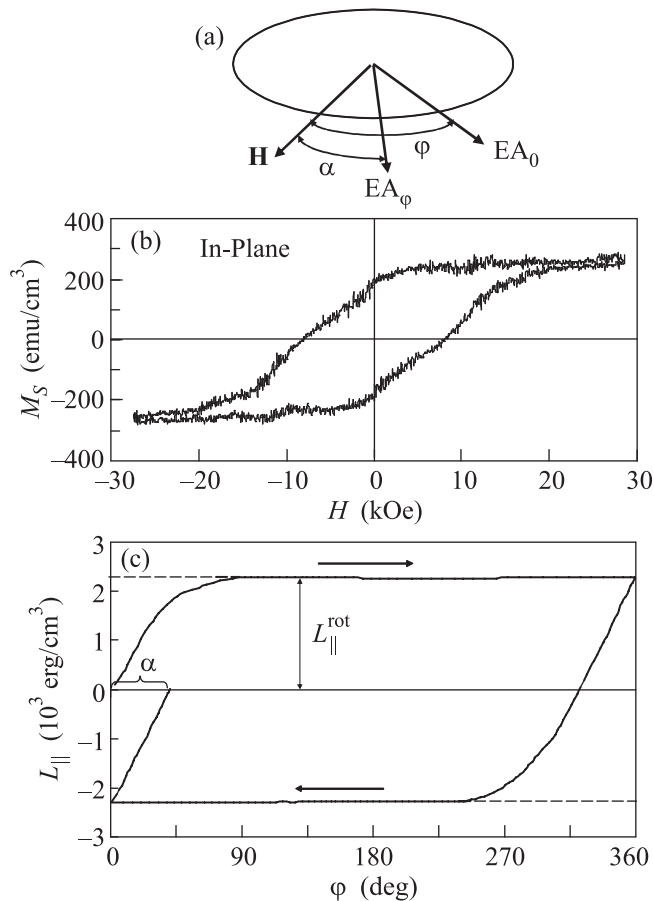


Рис. 3. Схематическое изображение (а), петля гистерезиса  $M-H$  (b) и кривая крутящего момента  $L_{\parallel}(\varphi)$  (c)  $L1_0CoPt(111)+CoPt_3(111)$  пленочного образца при вращении магнитного поля  $H = 10 \text{ кЭ} > H_C = 8 \text{ кЭ}$  на  $360^\circ$  (прямой и обратный ход) в плоскости образца. Исходная легкая ось  $EA_0$  выстраивалась в произвольном направлении в плоскости пленки (а). При повороте магнитного поля  $H$  на угол  $\varphi$  легкая ось поворачивается и устанавливается в новое положение  $EA_\varphi$ , отставая от направления магнитного поля  $H$  на угол  $\alpha$

Необходимым условием для того, чтобы легкая ось намагничивания могла быть выстроена в любом направлении относительно плоскости образца, являются положительные значения крутящего момента  $L_{\perp}^{\text{rot}}(\varphi)$  при прямом ходе и больших углах вращения  $\varphi$ . При обратном ходе  $L_{\perp}^{\text{rot}}(\varphi)$  должен иметь отрицательные значения (см. рис. 4). Значения МВА в плоскости ( $L_{\parallel}^{\text{rot}}$ ) и в направлении, перпендикулярном плоскости ( $L_{\perp}^{\text{rot}}$ ) в пределах точности совпадают. Последнее означает, что МВА является пространственно изотропной характеристикой образца. Следствием этого является неизменность формы петель гистерезиса и значений коэрцитивной силы  $H_C = 8 \text{ кЭ}$  в любом пространственном направлении (рис. 3b и 4b).

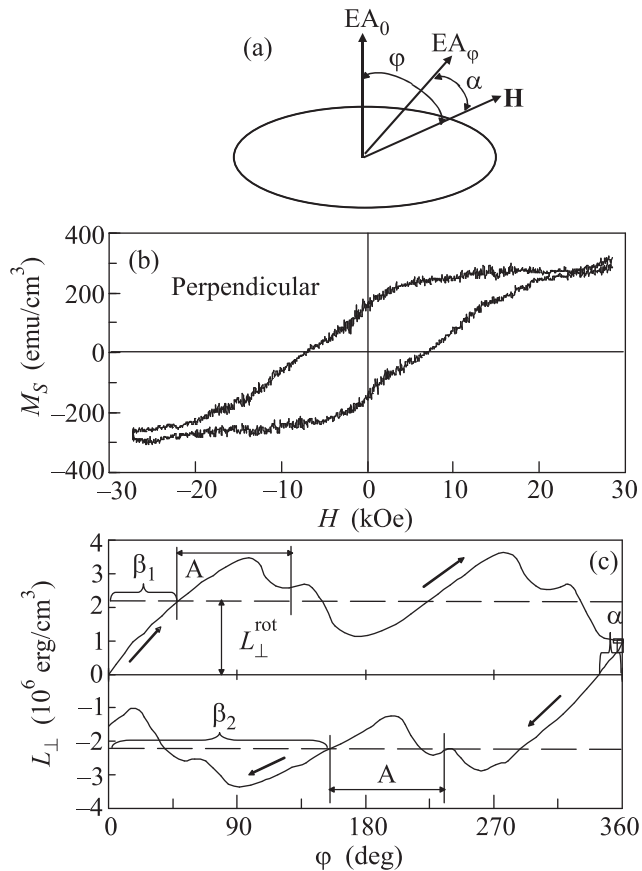


Рис. 4. Схематическое изображение (а), петля гистерезиса  $M-H$  (b) и кривая крутящего момента  $L_{\perp}(\varphi)$  (c)  $L1_0CoPt(111)+CoPt_3(111)$  пленочного образца при вращении магнитного поля  $H = 10 \text{ кЭ} > H_C = 8 \text{ кЭ}$  на  $360^\circ$  (прямой и обратный ход) перпендикулярно плоскости образца. Исходная легкая ось  $EA_0$  выстраивалась по нормали к плоскости пленки (а). При повороте магнитного поля  $H$  на угол  $\varphi$  легкая ось поворачивается и устанавливается в новое положение  $EA_\varphi$ , отставая от направления магнитного поля  $H$  на угол  $\alpha$

Таким образом, можно сделать вывод о том, что природа ПМА в данных образцах определена существованием большой МВА.

Двухосная анизотропия с моментом  $L_4 = 0.25 \times 10^6 \text{ эрг/см}^3$ , которая появляется при вращении магнитного поля перпендикулярно плоскости (111) образца  $L1_0CoPt$ , должна служить характеристикой кубической магнитной анизотропии. Кривые крутящего момента при прямом и обратном ходе имеют одинаковые фрагменты А, описывающие одноосную и двухосную анизотропию с совпадающими легкими осями (рис. 4). Эти оси наклонены на углы  $\beta_1 \sim 135^\circ$  и  $\beta_2 \sim 45^\circ$  к плоскости пленки (рис. 4). С учетом большой ошибки в измерении углов  $\beta_1$  и  $\beta_2$  они оказываются близки к углу  $36^\circ$ , на который наклонены

оси типа [001] относительно плоскости (111) в ГЦК-решетке. Поэтому можно считать, что одноосная и двухосная анизотропии определены магнитокристаллическими анизотропиями эпитаксиально сросшихся и обменно связанных  $L1_0CoPt+CoPt_3$ -фаз. Аналогичные кривые крутящего момента МВА с одноосной и двухосной анизотропиями при вращении магнитного поля  $H_C \sim 10$  кЭ перпендикулярно плоскости имели образцы  $L1_0CoPt$  с (111)-текстурой, полученные магнетронным распылением сплава Co-Pt на стеклянные и Si(100) подложки [20]. Однако присутствия МВА в кривых крутящего момента после отжига выше  $600^\circ C$  замечено не было [20]. Этого предполагает, что пленки  $L1_0CoPt+CoPt_3$ , полученные разными способами, могут обладать большой МВА.

Большая МВА, а также низкие значения одноосной и двухосной анизотропий и намагниченности насыщения не соответствуют значениям для  $L1_0CoPt$ -фазы, которая является основной фазой после твердофазной реакции в пленках Co/Pt. Возможными объяснениями этой разницы могут быть:

1) формирование обменно-связанных и эпитаксиально сросшихся  $L1_0CoPt$ - и  $L1_2CoPt_3$ -нанокластеров. Такие когерентные двухфазные смеси  $L1_0 + L1_2$  обнаружены в сплавах Co-Pt. Они имеют вызванную напряжениями микроструктуру шахматной доски и могут обладать магнитными свойствами, отличными от исходных  $L1_0$ - и  $L1_2$ -фаз [21];

2) существование упорядоченной  $L1'$ -фазы, содержащей гибридную ( $L1_0 + L1_2$ )-структуру. Фаза  $L1'$  может иметь промежуточные между магнитотвердой ( $L1_0$ ) и магнитомягкой ( $L1_2$ ) фазами магнитные характеристики. Упорядочение  $L1'$  экспериментально доказано в эпитаксиальных пленках  $Fe_{38.5}Pd_{61.5}$  [22] и предполагается в сплаве  $Co_{41.7}Pt_{58.3}$  [23];

3) образование наночастиц CoPt диаметром в несколько нанометров с множественно двойниковыми морфологиями, такими, как икосаэдр и декаэдр, содержащие  $L1_0$ -домены [24]. С магнитной точки зрения такие наночастицы содержат  $L1_0$ -домены различной ориентации и поэтому обладают низкой магнитокристаллической анизотропией [25].

Важно заметить, что в предшествующих работах МВА наблюдалась только в плоскости образцов. Большая МВА, которая позволяет выстраивать легкую ось в любом пространственном направлении, кроме данной работы, обнаружена также в магнитотвердых пленках  $\delta-Mn_{0.6}Ga_{0.4}$  [16]. Поэтому можно предположить, что магнитотвердые  $L1_0FePt$ - и

$L1_0FePd$ -пленки вблизи эквипотомного состава также могут обладать большой МВА.

Хотя некоторые модели и были предложены, механизмы магнитной вращательной анизотропии остаются неясными. Для фундаментального понимания природы магнитной вращательной анизотропии нужны дальнейшие исследования.

**Выводы.** В настоящей работе исследованы фазовые превращения в эпитаксиальных нанопленках Co/Pt(111) вблизи эквипотомного состава с увеличением температуры отжига до  $750^\circ C$ . Магнитотвердая  $L1_0CoPt$ - и  $CoPt_3$ -фазы последовательно формируются при температурах  $\sim 400$  и  $600^\circ C$  соответственно. После отжига при  $750^\circ C$  образцы содержали нанокластеры с доминирующей  $L1_0CoPt(111)$ -фазой, эпитаксиально сросшейся с  $CoPt_3(111)$ -фазой. В полученных образцах обнаружена большая магнитная вращательная анизотропия, легкую ось которой можно вращать в полях, превышающих коэрцитивную силу, как в плоскости, так и перпендикулярно плоскости образца. Сделан вывод о том, что сильная магнитная вращательная анизотропия может быть основным источником перпендикулярной анизотропии в пленках  $Co_xPt_{1-x}$ .

Авторы благодарят Л.А. Соловьева за помощь в проведении рентгенографических исследований эпитаксиальной ориентации фаз в  $L1_0CoPt(111)$ -образцах. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ # 15-02-00948 и, частично, Совета по грантам Президента Российской Федерации (СП-317.2015.1) и программы Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (УМНИК).

1. D. Weller, A. Moser, L. Folks, M.E. Best, W. Lee, M.F. Toney, M. Schwickert, J.-U. Thiele, and M.F. Doerner, IEEE Trans. Magn. **36**, 10 (2000); O. Gutfleisch, J. Lyubina, K.-H. Müller, and L. Schultz, Adv. Eng. Mater. **7**, 208 (2005).
2. S.D. Bader, Rev. Mod. Phys. **78**, 1 (2006); P. Andreazza, V. Pierron-Bohnes, F. Tournus, C. Andreazza-Vignolle, and V. Dupuis, Surf. Sci. Rep. **70**, 188 (2015); S. Sun, Adv. Mater. **18**, 393 (2006).
3. B.M. Lairson, M.R. Visokay, E.E. Marinero, R. Sinclair, and B.M. Clemens, J. Appl. Phys. **74**, 1922 (1993); N. Yasui, A. Imada, and T. Den, Appl. Phys. Lett. **83**, 3347 (2003); O. Ersen, V. Parasote, V. Pierron-Bohnes, M.C. Cadeville, and C. Ulhaq-Bouillet, J. Appl. Phys. **93**, 2987 (2003); L. Reichel, S. Fahler, L. Schultz, and K. Leistner, J. Appl. Phys. **114**, 093909 (2013).
4. G. Lauhoff, Y. Yamada, Y. Itoh, and T. Suzuki, J. Magn. Soc. Jpn. Suppl. **SI**, 43 (1999); S.C. Chen,

- P. C. Kuo, C. L. Shen, S. L. Hsu, and T. H. Sun, *Mat. Design* **31**, 1706 (2010); K. K. M. Pandey, J. S. Chen, T. Liu, C. J. Sun, and G. M. Chow, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 185007 (2009); Y. S. Chen, A.-C. Sun, H. Y. Lee, H.-C. Lu, S.-F. Wang, and P. Sharma, *J. Mag. Mat.* **391**, 12 (2015).
5. A.-C. Sun, C.-F. Huang, and S. H. Huang, *J. Appl. Phys.* **115**, 17B720 (2014); F.-T. Yuan, J.-H. Hsu, Y.-H. Lin, S. N. Hsiao, and H. Y. Lee, *J. Appl. Phys.* **111**, 07A303 (2012); F.-T. Yuan, A.-C. Sun, C. F. Huang, and J.-H. Hsu, *Nanotechnology* **25**, 165601 (2014); D. Suzuki, M. Ohtake, F. Kirino, and M. Futamoto, *J. Appl. Phys.* **115**, 17C120 (2014).
  6. J. O. Cross, M. Newville, B. B. Maranville, C. Bordel, F. Hellman, and V. G. Harris, *J. Phys.: Cond. Mat.* **22**, 146002 (2010); J.-J. Wang, T. Sakurai, K. Oikawa, K. Ishida, N. Kikuchi, S. Okamoto, H. Sato, T. Shimatsu, and O. Kitakami, *J. Phys.: Cond. Mat.* ???; J. O. Cross, M. Newville, B. B. Maranville, C. Bordel, F. Hellman, and V. G. Harris, *J. Phys.: Cond. Mat.* **22**, 146002 (2010); J.-J. Wang, T. Sakurai, K. Oikawa, K. Ishida, N. Kikuchi, S. Okamoto, H. Sato, T. Shimatsu, and O. Kitakami, *J. Phys.: Cond. Mat.* **22**, 146002 (2010).
  7. Y. Yamada, T. Suzuki, H. Kanazawa, and J. C. Osterman, *J. Appl. Phys.* **85**, 5094 (1999).
  8. W. Rooney, A. L. Shapiro, M. Q. Tran, and F. Hellman, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1843 (1995); F. Liscio, M. Maret, C. Meneghini, S. Mobilio, O. Proux, D. Makarov, and M. Albrecht, *Phys. Rev. B* **81**, 125417 (2010); J. O. Cross, M. Newville, B. B. Maranville, C. Bordel, F. Hellman, and V. G. Harris, *J. Phys.: Cond. Mat.* **22**, 146002 (2010).
  9. D. Weller, H. Brändle, G. Gorman, C.-J. Lin, and H. Notarys, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2726 (1992); C.-Y. Tsai, P. Saravanan, J.-H. Hsu, C.-Y. Kuo, and K.-F. Lin, *J. Mag. Mat.* **361**, 7 (2014); H. An, J. Wang, T. Sannomiya, S. Muraishi, Y. Nakamura, and J. Shi, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 155001 (2015); F. T. Yuan, H. W. Chang, P. Y. Lee, C. Y. Chang, C. C. Chi, and H. Ouyang, *J. Alloys. Compd.* **628**, 263 (2015).
  10. П. Суху, *Магнитные тонкие пленки*, Мир, М. (1967), 424 с. [R. F. Soohoo, *Magnetic thin films*, Harper and Row, London (1965)].
  11. G. Chai, N. N. Phuoc, and C. K. Ong, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 042412 (2013).
  12. S. Tacchi, S. Fin, G. Carlotti, G. Gubbiotti, M. Madami, M. Barturen, M. Marangolo, M. Eddrief, D. Bisero, A. Rettori, and M. G. Pini, *Phys. Rev.* **89**, 024411 (2014); G. Wang, C. Dong, W. Wang, Z. Wang, G. Chai, C. Jiang, and D. Xue, *J. Appl. Phys.* **112**, 093907 (2012).
  13. W. J. Fan, X. P. Qiu, Z. Shi, S. M. Zhou, and Z. H. Cheng, *Thin Solid Films* **518**, 2175 (2010); J. S. Park, J. Wu, E. Arenholz, M. Liberati, A. Scholl, Y. Meng, C. Hwang, and Z. Q. Qiu, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 042505 (2010); G. Chai, N. N. Phuoc, and C. K. Ong, *Sci. Rep.* **2**, 832 (2012).
  14. X. Liu and G. Zangari, *J. Appl. Phys.* **90**, 5247 (2001); M. L. Schneider, A. B. Kos, and T. J. Silva, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 202503 (2005).
  15. M. J. O'Shea, K. M. Lee, and A. Fert, *J. Appl. Phys.* **67**, 5769 (1990).
  16. V. G. Myagkov, V. S. Zhigalov, L. E. Bykova, G. N. Bondarenko, Yu. L. Mikhlin, G. S. Patrin, and D. A. Velikanov, *Phys. Stat. Sol. B* **249**, 1541 (2012).
  17. K. H. Ahn and S. Baika, *J. Mater. Res.* **17**, 2334 (2002).
  18. G. Varvaro, E. Agostinelli, S. Laureti, A. M. Testa, A. Generosi, B. Paci, and V. R. Albertini, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 643 (2008).
  19. S. H. Liou, S. Huang, and E. Klimek, *J. Appl. Phys.* **85**, 4334 (1999).
  20. S.-E. Park, P.-Y. Jung, and K.-B. Kim, *J. Appl. Phys.* **77**, 2641 (1995).
  21. C. Leroux, A. Loiseau, D. Broddin, and G. Vantendeloo, *Phil. Mag. B* **64**, 57 (1991); Y. Le Bouar, A. Loiseau, and A. G. Khachatryan, *Acta Mater.* **46**, 2777 (1998); Y. Ni and A. G. Khachatryan, *Nat. Mater.* **8**, 410 (2009).
  22. M. A. Steiner, R. B. Comes, J. A. Floro, W. A. Soffa, and J. M. Fitz-Gerald, *Acta Mater.* **85**, 261 (2015).
  23. P. Ghatwai, E. Vetter, M. Hrdy, W. A. Soffa, and J. A. Floro, *J. Mag. Mat.* **375**, 87 (2015).
  24. M. E. Gruner, G. Rollmann, P. Entel, and M. Farle, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 087203 (2008).
  25. F. Tournus, K. Sato, T. Epicier, T. J. Konno, and V. Dupuis, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 055501 (2013).