

01,05

Влияние ионного облучения на магнитные свойства пленок CoPt

© И.Л. Калентьева¹, О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов¹, А.В. Здравейщев¹, М.В. Дорохин¹,
Ю.А. Дудин¹, А.В. Кудрин¹, М.П. Темиряева², А.Г. Темиряев²,
С.А. Никитов^{3,4,5}, А.В. Садовников^{3,4}

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязино, Россия

³ Лаборатория „Магнитные метаматериалы“ Саратовского государственного университета,
Саратов, Россия

⁴ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Москва, Россия

⁵ Московский физико-технический институт,
Долгопрудный, Россия

E-mail: istery@rambler.ru

Поступила в Редакцию 17 ноября 2020 г.

В окончательной редакции 17 ноября 2020 г.

Принята к публикации 19 ноября 2020 г.

Исследована возможность использования имплантации ионов He^+ с энергией 20 keV для модифицирования доменной структуры и магнитных свойств сформированных методом электронно-лучевого испарения пленок CoPt с различным содержанием кобальта — $\text{Co}_{0.45}\text{Pt}_{0.55}$ и $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$. Для облученных образцов CoPt обоих составов обнаружено уменьшение коэрцитивного поля (сужение петли гистерезиса на магнитополевых зависимостях угла Фарадея и намагниченности) с увеличением флюенса ионов He^+ от $2 \cdot 10^{14}$ до $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. При этом остаточная намагниченность пленок $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$ совпадает с намагниченностью насыщения, а для $\text{Co}_{0.45}\text{Pt}_{0.55}$ наблюдается уменьшение остаточной намагниченности.

Методом магнитно-силовой микроскопии показано, что для сплава $\text{Co}_{0.45}\text{Pt}_{0.55}$ с увеличением флюенса ионов до $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ образуется наибольшее число круглых изолированных доменов (скирмионов), а для облученных He^+ с флюенсом $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ пленок $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$, кроме изолированных круглых доменов, наблюдаются 360-градусные доменные стенки (1D-скирмионы). При этом изучение пленок CoPt методом Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии выявило увеличение сдвига между стоксовой и антистоксовой компонентами спектра и значительное усиление взаимодействия Дзялошинского–Мория в облученных образцах.

Проведение модельных расчетов посредством программы SRIM показало, что применяемое ионное облучение способствует асимметричному перемешиванию атомов Co и Pt в пленках CoPt, и это может лежать в основе механизма наблюдаемых эффектов влияния ионного облучения на их магнитные свойства и доменную структуру.

Ключевые слова: электронно-лучевое испарение, ферромагнитный сплав, ионное облучение, магнитные свойства, доменная структура, магнитно-силовая микроскопия, взаимодействие Дзялошинского–Мория, скирмионы.

DOI: 10.21883/FTT.2021.03.50580.240

1. Введение

Тонкие пленки ферромагнитного сплава CoPt обладают рядом уникальных спин-зависимых характеристик, в частности, наличие сильной магнитной одноосной анизотропии и интерфейсного (на границе раздела ферромагнитного (Co) и немагнитного слоев (Pt)) взаимодействия Дзялошинского–Мория (ВДМ) создают условия для существования в таких пленках наноразмерных магнитных структур — скирмионов [1,2]. Формирование стабильных скирмионных структур в нулевом магнитном поле при комнатной температуре является важным фактором, определяющим применение тонкопленочных

ферромагнитных сплавов CoPt в приборных структурах спинтроники.

Одним из современных способов получения скирмионов является формирование дефектов в магнитной многослойной пленке. Установлено, что наличие дефектов в пленках не только локализует зарождение скирмионов, но и снижает энергетический барьер их формирования [3–5].

Новый метод зарождения скирмионов в области дефектов нанометрового размера, созданных посредством облучения сфокусированным ионным пучком Ga^+ поликристаллических магнитных многослойных образцов с интерфейсным взаимодействием Дзялошинского–

Мория, представлен в работе [6]. В этой работе исследования проведены на структурах с повторяющимися слоями [Ir/Co/Pt] и [Pt/Co/Ru], изготовленных методом магнетронного распыления. Размер скирмиона в такой многослойной системе определяется величиной взаимодействия Дзялошинского–Мория, магнитной анизотропией, обменным взаимодействием и намагниченностью насыщения. Также сообщалось о формировании уникальных спиновых конфигураций: искусственных скирмионов и антискирмионов (стабильных при комнатной температуре) в сплошных многослойных пленках $[\text{Co}(0.3 \text{ nm})/\text{Pt}(1.0 \text{ nm})]_{\times 8}$ без использования слоев дополнительного материала с помощью облучения ионами Ga^+ (с энергией 30 keV и флюенсом $1.46 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) [7].

В работе [8] многослойные структуры $[\text{Co}(0.5 \text{ nm})/\text{Pt}(1 \text{ nm})]_{\times 5}$, выращенные методом магнетронного осаждения, были модифицированы сфокусированным пучком ионов He^+ (с энергией 30 keV и флюенсом $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$). В результате в пленке был сформирован массив размером $20 \times 14 \mu\text{m}^2$, состоящий из областей цилиндрической формы диаметром около 100 nm с пониженной анизотропией. Обнаружено, что при сканировании образца на малых высотах наблюдаются эффекты перемангничивания скирмионов под действием поля зонда магнитно-силовой микроскопии [8].

Ранее нами было продемонстрировано влияние ионного облучения на магнитные свойства сплава $\text{Co}_{0.45}\text{Pt}_{0.55}$, сформированного методом электронно-лучевого испарения в высоком вакууме [9]. Методом магнитно-силовой микроскопии показано, что при облучении ионами He^+ с энергией 20 keV и флюенсом $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ в слое $\text{Co}_{0.45}\text{Pt}_{0.55}$ наблюдается активация образования изолированных круглых доменов (магнитных скирмионов). При этом методом мандельштам-бриллюэновской спектроскопии было установлено, что происходит усиление взаимодействия Дзялошинского–Мория в облученном слое $\text{Co}_{0.45}\text{Pt}_{0.55}$.

В данной работе представлены результаты исследования возможности управляемого радиационного воздействия на магнитные свойства изготовленных методом электронно-лучевого испарения пленок ферромагнитного сплава CoPt с различным содержанием кобальта.

2. Методика эксперимента

Тонкие ферромагнитные пленки сплава CoPt были сформированы методом электронно-лучевого испарения (ЭЛИ) мишеней из высококочистых материалов при температуре 200°C в высоком вакууме. Для этого на подложки полуизолирующего GaAs поверх предварительно осажденного тонкого диэлектрического слоя Al_2O_3 (толщиной $\sim 1 \text{ nm}$), предотвращающего диффузию кобальта в полупроводник [10], поочередно наносились слои Pt и Co с десятикратным повтором: $[\text{Co}(0.3 \text{ nm})/\text{Pt}(0.5 \text{ nm})]_{\times 10}$ — CoPt(3/5) и $[\text{Co}(0.2 \text{ nm})/\text{Pt}(0.5 \text{ nm})]_{\times 10}$ — CoPt(2/5). Таким образом, были сформированы металлические пленки двух

составов, общая толщина которых составляла 8 nm (CoPt(3/5)) и 7 nm (CoPt(2/5)) соответственно.

Как было показано ранее с использованием рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с послойным профилированием по глубине, указанное выше соотношение толщин слоев CoPt(3/5) соответствует сплаву $\text{Co}_{0.45}\text{Pt}_{0.55}$ [11]. Исследования структурных свойств пленок CoPt посредством просвечивающей электронной микроскопии обнаружили, что они являются поликристаллическими и не демонстрируют „слоистости“, обусловленной поочередным осаждением слоев Pt(0.5 nm) и Co(0.3 nm) [12]. В случае структур CoPt(2/5) была проведена технологическая (по времени нанесения) оценка состава полученного сплава, которая показала соотношение — $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$.

Кроме того, было установлено, что полученные данным методом тонкие пленки CoPt имеют ось легкого намагничивания, перпендикулярную плоскости слоя, и сохраняют остаточную намагниченность при комнатной температуре [13,14]. Описанные свойства пленок CoPt делают их привлекательными для использования в приборах, работающих на основе магнитооптических эффектов [14,15]. Помимо этого было обнаружено, что при сканировании таких пленок магнитным зондом атомно-силового микроскопа происходит перестройка их доменной структуры с образованием изолированных круглых доменов (магнитных скирмионов) или 360-градусных доменных границ (1D-скирмионов) [16,17].

Полученные структуры CoPt(3/5) и CoPt(2/5) разделялись на образцы размером $6 \times 6 \text{ nm}^2$ и равномерно облучались на ускорителе ИЛУ-3 ионами He^+ с энергией 20 keV при значениях флюенса ионов $2 \cdot 10^{14}$, $3 \cdot 10^{14}$ и $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (схематические изображения изготовленных структур и эксперимента по ионному облучению показаны на рис. 1).

Выбор энергии и диапазона изменения флюенса ионов гелия был сделан с учетом расчетов распределения возникающих дефектов по глубине структур, проведенных с использованием программы SRIM [18], и калькулятора, позволяющего делать оценки коэффициента распыления материала при ионном облучении [19]. Расчеты с использованием программы SRIM показывают, что в результате ионного воздействия с выбранными параметрами может наблюдаться значительное проникновение атомов кобальта и платины в слой диэлектрика Al_2O_3 , о чем свидетельствуют представленные на рис. 1 распределения атомов отдачи (Co, Pt) по глубине структуры. Отметим, что кислород и алюминий практически не попадают в пленку CoPt (концентрация атомов Al и O много менее $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ и только в слое не более 1 nm). Расчеты также показывают, что слой Al_2O_3 толщиной 1 nm при выбранных условиях ионного облучения эффективно препятствует проникновению атомов Co и Pt в полупроводниковую часть структуры (расчеты профилей атомов отдачи Co и Pt в полупроводник без слоя Al_2O_3 дают концентрации атомов $\sim (1-3) \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ на глубине до 1.5 nm в GaAs, что нежелательно с точки зрения сохранения электрофизических параметров арсенида галлия).

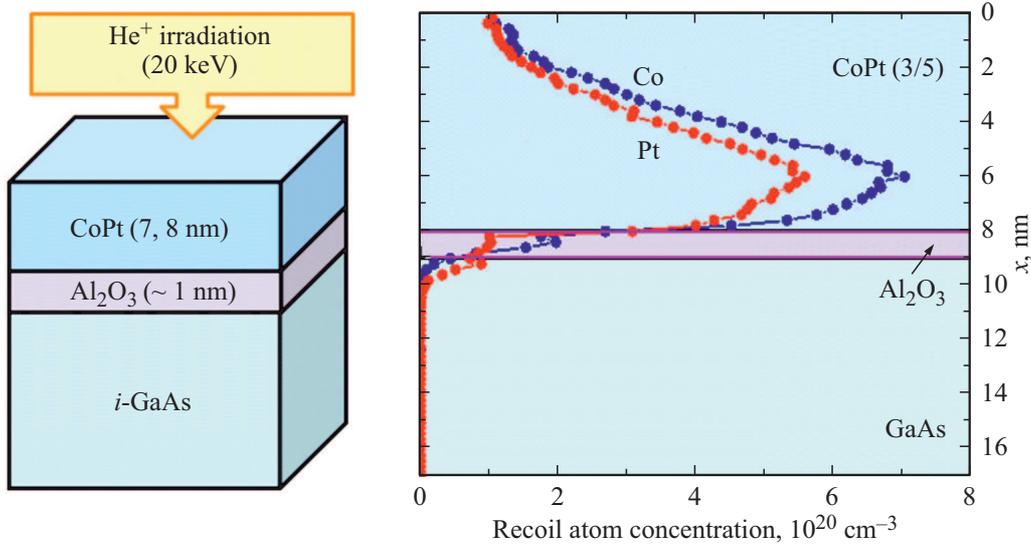


Рис. 1. Схематические изображения изготовленных структур и эксперимента по ионному облучению. Рассчитанные с помощью программы SRIM [18] распределения атомов отдачи (Co, Pt) по глубине структуры. Энергия ионов He^+ составляла 20 keV, флюенс ионов $= 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

На исходных и облученных образцах исследовался магнитооптический эффект Фарадея (внешнее магнитное поле прикладывается перпендикулярно поверхности пленок) на длине волны лазерного излучения 980 nm, и анализировались магнитопольевые зависимости угла Фарадея (Q_F) в поле от 0 до ± 4500 Oe. Намагниченность (M) образцов измерялась посредством магнитометра с переменным градиентом поля в диапазоне полей ± 1700 Oe.

Морфология поверхности и доменная структура исходных и облученных образцов исследовались методами атомно- и магнитно-силовой микроскопии (АСМ и МСМ) при помощи атомно-силового микроскопа SmartSPM (AIST-NT) с использованием зондов двух типов: специально изготовленных нами кантилеверов с очень низким магнитным моментом, минимизирующим их воздействие на магнитную структуру [20], и зондов PPP-LM-MFMR (Nanosensors). Для изучения изменений доменной структуры под действием пространственно неоднородного магнитного зонда применялись специальные методики, описанные в [17].

Были проведены исследования образцов методом мандельштам-бриллюэновской спектроскопии (МБС), который позволяет изучать дисперсионные характеристики спиновых волн в магнетиках и производить оценку пространственно-неоднородной прецессии магнитных моментов (спиновых возбуждений с различными волновыми числами) в ферро- и ферримагнитных материалах [2,21] на частотах в диапазоне от 1 до 1000 GHz. Методика измерения основана на невязном характере спин-волновых возбуждений в пленках с асимметричным обменным взаимодействием [2]. По анализу сдвигов стоксовой и антистоксовой частот рассеяния Мандельштам–Бриллюэна оценивалась величина энергии взаимодействия Дзялошинского–Мория —

ключевой параметр при интерпретации скирмионных состояний в магнитной среде [2,22]. При этом для увеличения точности измерения для каждого образца проводилось накопление спектров в течение двадцати часов с последующим изменением ориентации приложенного относительно поверхности пленки магнитного поля.

Все исследования были проведены при комнатной температуре.

3. Экспериментальные результаты

Магнитопольевые зависимости угла Фарадея ($Q_F(H)$) и намагниченности ($M(H)$) для образцов CoPt обоих составов имеют подобный вид (рис. 2, a, c): коэрцитивное поле и величина магнитного поля, при котором наблюдается выход на насыщение перечисленных характеристик, совпадают для обоих методов исследования. В случае исходных образцов зависимости $Q_F(H)$ и $M(H)$ содержат петлю гистерезиса с коэрцитивным полем (H_C) ~ 400 Oe для CoPt(3/5) и ~ 700 Oe для CoPt(2/5), причем величина остаточной намагниченности (M_R) практически совпадает с намагниченностью насыщения (M_S).

Влияние ионного облучения на поведение магнитопольевых зависимостей намагниченности и угла Фарадея для пленок CoPt(3/5) и CoPt(2/5) продемонстрировано на рис. 2, b и d. Здесь приведены характеристики относительных величин остаточной намагниченности (M_R/M_S) и коэрцитивного поля при изменении флюенса ионов He^+ от $2 \cdot 10^{14}$ до $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Видно, что для облученных образцов CoPt обоих составов наблюдается постепенное уменьшение коэрцитивного поля (сужение петли гистерезиса на зависимостях $Q_F(H)$ и $M(H)$) с увеличением флюенса ионов). Поведение относительных величин остаточной намагниченности после ионной

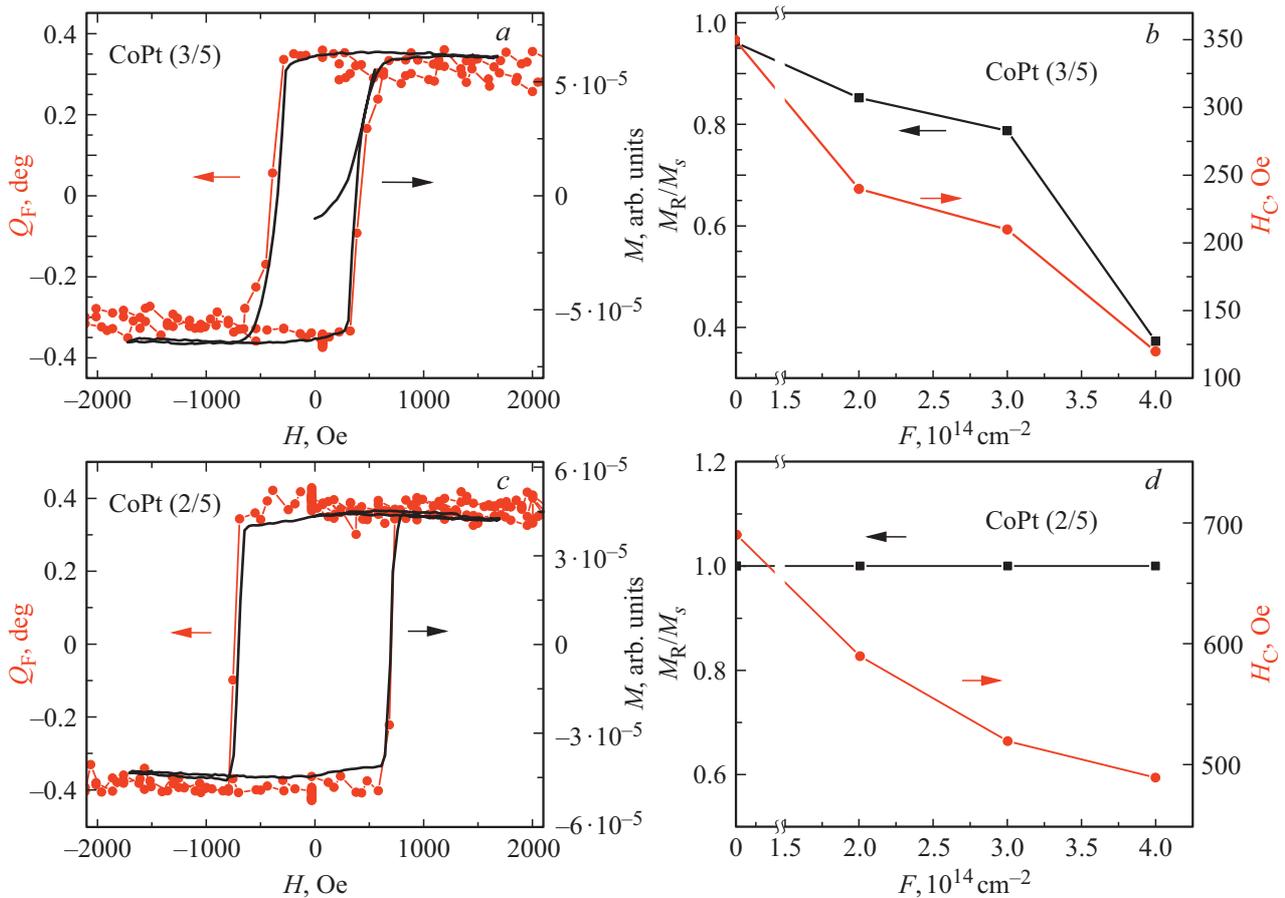


Рис. 2. Магнитополевые зависимости угла Фарадея и намагниченности исходных структур CoPt(3/5) (a) и CoPt(2/5) (c); зависимости коэрцитивного поля (H_C) и относительных величин остаточной намагниченности (M_R/M_S) от флюенса ионов гелия для структур CoPt(3/5) (b) и CoPt(2/5) (d). Внешнее магнитное поле при исследованиях угла Фарадея и намагниченности было приложено перпендикулярно поверхности пленки CoPt.

имплантации демонстрирует различный характер для пленок CoPt(3/5) и CoPt(2/5). Для облученных образцов структуры CoPt(2/5) остаточная намагниченность продолжает совпадать с намагниченностью насыщения, при этом петля на зависимостях $Q_F(H)$ и $M(H)$ остается „прямоугольной“, в то время как для структуры CoPt(3/5) наблюдается уменьшение относительных величин остаточной намагниченности и появление наклона петли гистерезиса с увеличением флюенса ионов.

АСМ-исследования выявили, что шероховатость исходных и облученных пленок CoPt остается низкой, а величина среднеквадратичной высоты неровностей не превышает ~ 0.5 nm, т.е., используемое в экспериментах ионное облучение не привело к возникновению заметных изменений в морфологии поверхности образцов.

Доменная структура исходных и облученных образцов была исследована методом MCM в „стандартном“ режиме сканирования пленок в два прохода. При этом использовался зонд, имеющий крайне низкий магнитный момент и не вносящий изменения в исследуемую магнитную структуру. Полученные данные представлены на рис. 3 (фрагменты a, c, e, g) для пленки CoPt(3/5) и на рис. 4 (фрагменты a, c, e, g) для пленки CoPt(2/5). Как

видно из представленных MCM-изображений, исходная пленка CoPt(3/5) имеет более мелкую лабиринтную структуру (ширина доменов ~ 100 – 200 nm) по сравнению с исходным образцом структуры CoPt(2/5), где домены значительно крупнее (рис. 4, a). Следует отметить, что для обоих исследуемых составов CoPt заметных изменений доменной структуры в результате облучения ионами гелия с флюенсом в диапазоне от $2 \cdot 10^{14}$ до $4 \cdot 10^{14}$ cm^{-2} не наблюдается.

Сканирование пленок зондом Nanosensor, имеющим более высокое значение магнитного момента, приводит к изменению доменной структуры. Вначале в два прохода проводится сканирование области $2 \times 2 \mu\text{m}^2$, при этом в области сканирования пленка частично перемагничивается под воздействием зонда. Затем в один проход на расстоянии порядка 100 nm над поверхностью сканируется большая по размеру область $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ (рис. 3 для CoPt(3/5) и рис. 4 для CoPt(2/5), фрагменты b, d, f, h).

При сканировании участка исходного образца CoPt(3/5) магнитным зондом Nanosensor, проходящим близко к поверхности, доменная структура существенным образом изменяется: под воздействием поля зонда образуется светлый $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ участок, соответствующий

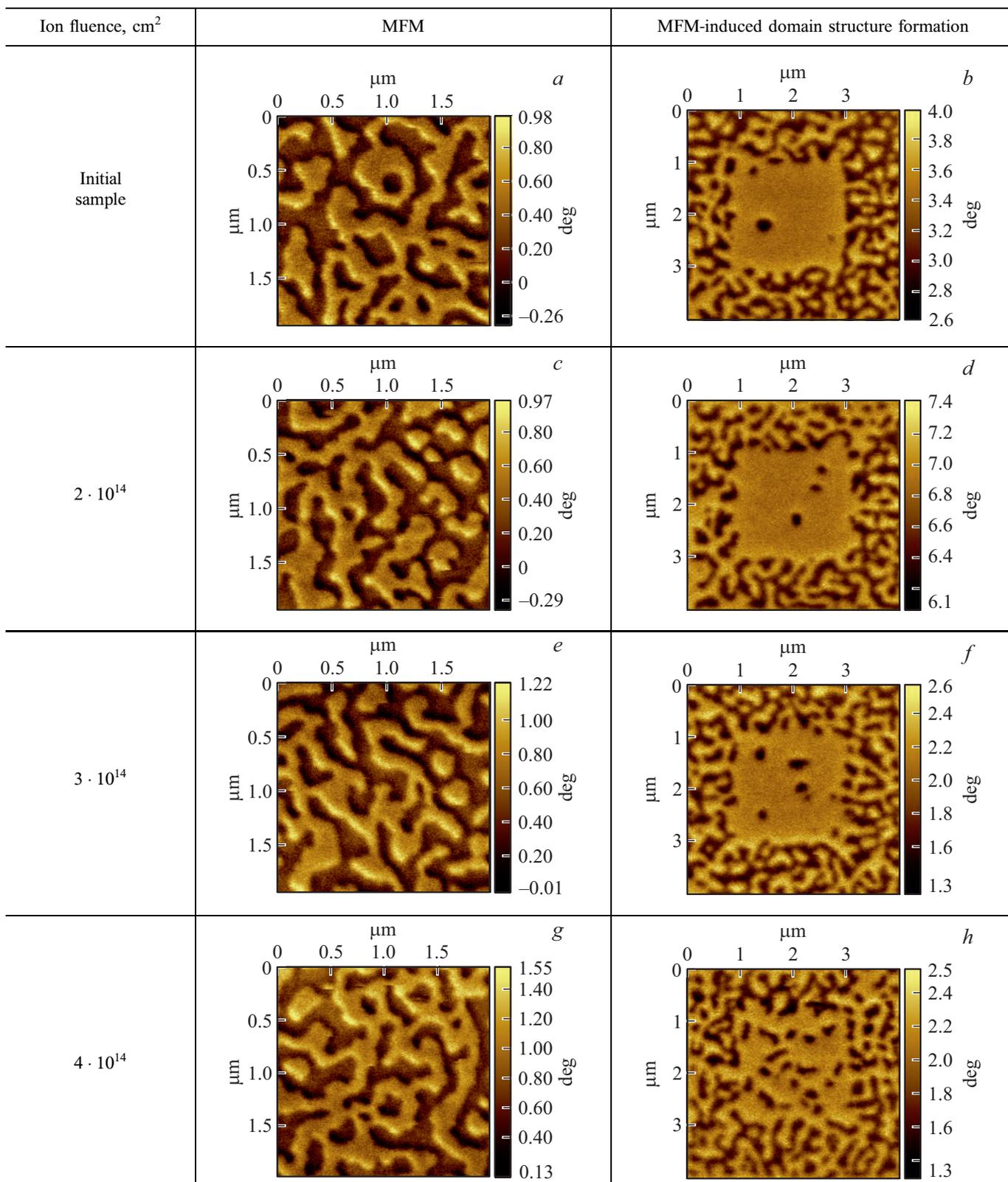


Рис. 3. МСМ-изображения исходного и облученного ионами He^+ (20 keV) с различными флюенсами образцов пленок $\text{CoPt}(3/5)$, полученные двумя способами сканирования (зондом с покрытием CoPt — (МСМ) и зондом Nanosensor (МСМ-создание доменной структуры)).

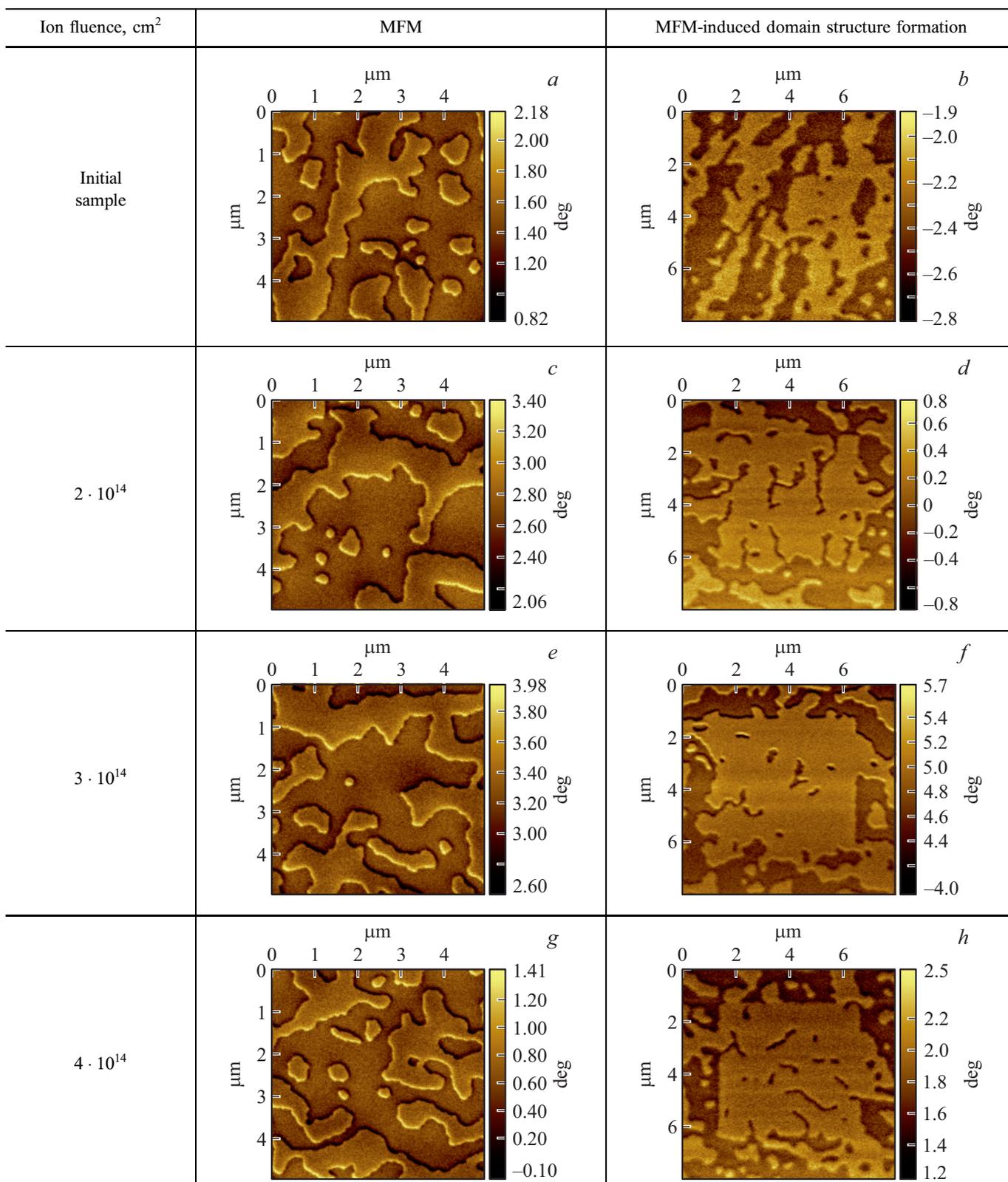


Рис. 4. МСМ-изображения исходного и облученного ионами He⁺ (20 keV) с различными флюенсами образцов пленок CoPt(2/5), полученные двумя способами сканирования (зондом с покрытием CoPt — (МСМ) и зондом Nanosensor (МСМ-создание доменной структуры))

ший притяжению зонда, внутри которого наблюдались скирмионы — мелкие круглые изолированные домены с „обратной“ намагниченностью (темные объекты).

После ионного облучения пленок CoPt(3/5) при флюенсе $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ количество образовавшихся скирмионов увеличивается (рис. 3, *f*). При повышении флюенса до $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ образуется наибольшее число изолированных доменов (рис. 3, *g*). При флюенсе $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ наблюдается „вытягивание“ доменов и начало „возвращения“ к лабиринтной доменной структуре (рис. 3, *h*). Дальнейшее увеличение флюенса ($\geq 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) приводит к уменьшению коэрцитивного поля пленки и исчезновению скирмионов. Зонд локально воздействует на доменную структуру, но она практически сразу возвращается в размагниченное состояние [23].

МСМ-измерения исходной пленки CoPt(2/5) магнитным зондом с высоким значением магнитного момента не выявили образования скирмионов. Однако, уже при наименьшем флюенсе $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ картина изменяется: пленка CoPt(2/5) начинает перемагничиваться под действием магнитного поля зонда Nanosensor. При этом образуются темные достаточно локальные области, но более широкие, чем 360-градусные доменные границы (рис. 4, *f*). Аналогичная картина сохраняется и при облучении ионами с флюенсом $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (рис. 4, *g*). Для пленки CoPt(2/5), облученной He^+ с флюенсом $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, на МСМ-изображении помимо небольшого числа изолированных круглых доменов (скирмионов) наблюдаются узкие полоски с „обратной“ намагниченностью (шириной $\sim 100 \text{ nm}$), которые интерпретируются как 360-градусные доменные стенки или 1D-скирмионы (рис. 4, *h*).

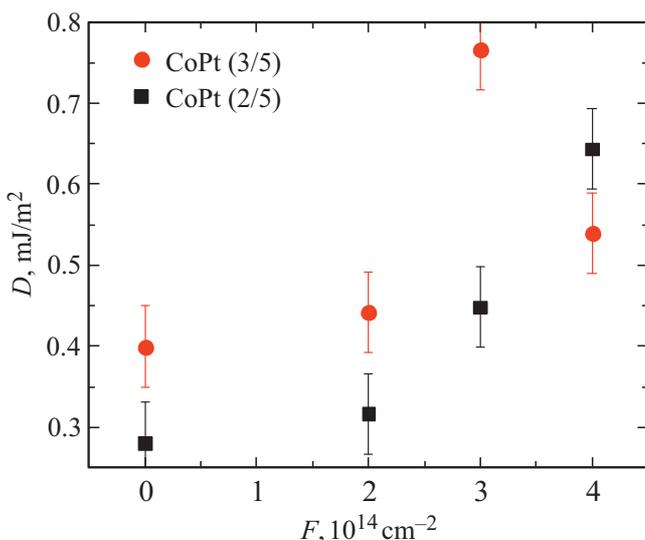


Рис. 5. Зависимости постоянной взаимодействия Дзялошинского-Мория, рассчитанной по результатам исследований исходных и облученных пленок методом манделштам-бриллюэновской спектроскопии, от флюенса ионов для пленок CoPt(3/5) и CoPt(2/5).

Параметры исходных и облученных дозой F пленок (сдвиг между стоксовой и антистоксовой компонентами спектра, Δ , и константа ВДМ, D), полученные методом манделштам-бриллюэновской спектроскопии

Параметр	CoPt(2/5)				CoPt(3/5)			
	0	2	3	4	0	2	3	4
F , 10^{14} cm^{-2}	0	2	3	4	0	2	3	4
Δ , MHz	216	244	345	496	308	340	590	415
D , mJ/m^2	0.281	0.316	0.448	0.644	0.400	0.442	0.766	0.539

Предполагается, что механизм формирования мелких круглых изолированных доменов (скирмионов в слое CoPt(3/5)) и таких 1D-скирмионов может быть связан с взаимодействием доменной стенки, передвигаемой зондом, с исходной доменной структурой пленок CoPt [16].

Исследования исходных и облученных образцов пленок CoPt методом манделштам-бриллюэновской спектроскопии показали наличие сдвига между стоксовой и антистоксовой компонентами спектра (Δ) в исходных и облученных образцах CoPt(3/5) и CoPt(2/5) (таблица). Следует отметить, что величина сдвига по абсолютному значению не варьировалась при изменении полярности магнитного поля. Полученные данные позволяют оценить константы взаимодействия Дзялошинского-Мория (D) в пленках CoPt(3/5) и CoPt(2/5) (таблица) и проанализировать влияние ионного облучения на их величину (рис. 5).

Наличие в пленках CoPt(3/5) взаимодействия Дзялошинского-Мория со сравнительно высокими константами свидетельствует в пользу того, что сформированные магнитные круглые домены представляют собой скирмионы. При этом наибольшие значения сдвига стоксовой и антистоксовой компонент спектра ($\Delta = 590 \text{ MHz}$) и константы ВДМ ($D = 0.766 \text{ mJ/m}^2$) фиксируются для пленки CoPt(3/5), облученной ионами He^+ с флюенсом $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Для образца, облученного с флюенсом ионов $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, константа ВДМ уменьшается до 0.539 mJ/m^2 .

Величина константы взаимодействия Дзялошинского-Мория исходной пленки CoPt(2/5) составляет 0.281 mJ/m^2 , что почти в 1.5 раза меньше величины $D = 0.4 \text{ mJ/m}^2$ для исходной структуры CoPt(3/5). Облученные слои CoPt(2/5) демонстрируют монотонное увеличение сдвига стоксовой и антистоксовой компонент спектра и константы взаимодействия Дзялошинского-Мория для диапазона изменения флюенса He^+ от $2 \cdot 10^{14}$ до $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Величина постоянной ВДМ при флюенсе $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^2$ превышает D для структуры CoPt(3/5) и достигает 0.644 mJ/m^2 .

4. Обсуждение результатов

Как отмечалось выше, согласно проведенным ранее исследованиям просвечивающей электронной микроско-

пии, структура исследуемых пленок CoPt(3/5) не показывает „слоистости“, которая характерна для изготовленных методом магнетронного распыления многослойных структур Co/Pt (например, [24]). Под слоистостью понимается четкое разрешение слоев Co и Pt, продемонстрированное на изображении ПЭМ [24]. Этот факт обусловлен, по-видимому, малой толщиной (сопоставимой с монослоем) чередующихся атомных слоев кобальта и платины, достаточно высокой температурой (200°C) изготовления структур CoPt при электронно-лучевом испарении и длительным временем формирования слоя (более 1 h). По-видимому, при таких условиях происходит перемешивание атомов Co и Pt, причем можно полагать, что для структур с меньшей толщиной слоя Co (0.2 nm) полное перемешивание также будет происходить.

Выбранные нами условия облучения ионами He⁺ не вносят значительных изменений в кристаллическую структуру CoPt. Согласно работам [25–29], для ионов He⁺ в диапазоне энергий от 5 до 150 keV протяженные каскады столкновений отсутствуют, а структурные изменения ограничиваются областью вблизи траектории иона. Ионы останавливаются достаточно глубоко в подложке (средний проецированный пробег составляет 128 nm), а процесс облучения включает в себя отдачу, ограниченную одним (или редко двумя) атомными расстояниями, что приводит к замещению атомов: Co → Co, Pt → Pt, Co → Pt или Pt → Co. В результате такого „мягкого“ процесса облучения сохраняются исходная кристаллографическая структура и микроструктура (размер зерна). Шероховатость поверхности в результате облучения не увеличивается [29].

Вместе с тем в облученных структурах CoPt образуются дефекты (преимущественно точечные). Согласно сделанным нами расчетам с использованием программы SRIM, концентрация таких дефектов при энергии ионов He⁺ 20 keV с флюенсом $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ составляет $\sim (1-7) \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (менее или порядка 1% от количества атомов в одном кубическом сантиметре).

Авторы [29] отмечают, что в процессе облучения He⁺ многослойных структур Pt/Co/Pt возникает анизотропия в распределении атомов Co и Pt. Атомы Co более активно диффундируют в слой платины, чем атомы платины в слой кобальта. Атомы кобальта, которые попадают в результате ионной имплантации He⁺ в нижний слой Pt, могут проникать на несколько межатомных расстояний. При этом атомы Co, попавшие в результате ионного облучения в верхний слой Pt (атомы отдачи) могут преодолеть не более одного межатомного расстояния. Соответственно, в [29] заключают, что верхняя граница слоя кобальта со слоем платины становится „шероховатой“ (неровной), а в области нижней границы Co/Pt образуется сплав CoPt. Другими словами, наблюдается асимметрия в перемешивании атомов на границах слоев кобальта и платины. Этот эффект может быть наиболее вероятной причиной появления и/или усиления

взаимодействия Дзялошинского–Мория и возникновения скирмионов.

В случае исследуемых нами структур CoPt(3/5) и CoPt(2/5), как показывают расчеты методом SRIM, ионное облучение при выбранных условиях (тип иона, энергия и флюенс) приводит к асимметричному изменению концентрации атомов Co и Pt (см. рис. 1). Это может вызывать снижение перпендикулярной анизотропии и активацию образования скирмионных состояний вследствие усиления ВДМ. Формирование скирмионов зависит от энергии доменной стенки, которая, в свою очередь, зависит от постоянной взаимодействия Дзялошинского–Мория [30]. С увеличением постоянной ВДМ энергия доменной стенки понижается, и возникают оптимальные условия для образования доменных структур типа скирмионов под воздействием локального поля магнитного зонда.

5. Заключение

В работе продемонстрировано использование управляемого радиационного воздействия (имплантации ионов He⁺ с энергией 20 keV) как способа модифицирования магнитных свойств и доменной структуры пленок CoPt различного состава, сформированных методом электронно-лучевого испарения в высоком вакууме.

Обнаружено, что при сканировании облученных пленок магнитным зондом атомно-силового микроскопа происходит перестройка их доменной структуры: для сплава Co_{0.45}Pt_{0.55} с увеличением флюенса ионов до $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ образуется наибольшее число круглых изолированных доменов (скирмионов), а для облученных пленок Co_{0.35}Pt_{0.65} при флюенсе He⁺ $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, помимо изолированных круглых доменов, наблюдаются 360-градусные доменные стенки (1D-скирмионы). При этом исследования исходных и облученных образцов пленок CoPt методом мандельштам-бриллюэновской спектроскопии выявили наличие сдвига между стоксовой и антистоксовой компонентами спектра в исходных и облученных образцах. Анализ полученных данных показал, что наибольшее значение константы взаимодействия Дзялошинского–Мория — 0.766 mJ/m^2 для пленки Co_{0.45}Pt_{0.55} наблюдается при облучении ионами He⁺ с флюенсом $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. В свою очередь, облученные слои Co_{0.35}Pt_{0.65} демонстрируют монотонное увеличение константы взаимодействия Дзялошинского–Мория (достигает 0.644 mJ/m^2) с увеличением флюенса ионов He⁺ от $2 \cdot 10^{14}$ до $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

С использованием расчетов методом SRIM продемонстрировано, что ионное облучение при выбранных условиях (тип иона, энергия и флюенс) приводит к асимметричному изменению концентрации атомов Co и Pt в пленках CoPt. Такое асимметричное перемешивание атомов Co и Pt способствует понижению перпендикулярной магнитной анизотропии и усилению взаимодействия Дзялошинского–Мория. В свою очередь

повышение константы взаимодействия Дзялошинского–Мория понижает энергию доменной стенки, и тем самым облегчается формирование скирмионо-подобных доменных структур локальным полем магнитного зонда.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке грантов президента РФ (МК-445.2020.2, МД-1708.2019.2), госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-03-2020-191/5) и гранта РФФИ (№ 18-29-19137_мк). МСМ исследования выполнены в рамках госзадания (проект № 0030-2019-0001) при частичной поддержке РФФИ (грант № 19-29-03049-мк). Исследование невязанного распространения дипольно-связанных спиновых волн методом маделъштам-бриллюэновской спектроскопии выполнено при поддержке гранта РФФИ № 18-29-27026 и грантов Президента РФ (МК-1870.2020.9, СП-2819.2018.5).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, M. Chshiev. *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267210 (2015).
- [2] K. Zeissler, M. Mruczkiewicz, S. Finizio, J. Raabe, P.M. Sherry, A.V. Sadovnikov, S.A. Nikitov, K. Fallon, S. McFadzean, S. McVitie, T.A. Moore, G. Burnell, C.H. Marrows. *Sci. Rep.* **7**, 15125 (2017).
- [3] Г.С. Кандаурова. *Сорос.образоват. журн.* **3**, 1, 100 (1997).
- [4] V.M. Uzdin, M.N. Potkina, I.S. Lobanov, P.F. Bessarab, H. Jónsson. *Physica B* **549**, 6 (2018).
- [5] L. Desplat, D. Suess, J.-V. Kim, R.L. Stamps. *Phys. Rev. B* **98**, 134407 (2018).
- [6] K. Fallon, S. Hughes, K. Zeissler, W. Legrand, F. Ajejas, D. Maccariello, S. McFadzean, W. Smith, D. McGrouther, S. Collin, N. Reyren, V. Cros, C.H. Marrows, S. McVitie. *Small* **16**, 13, 1907450 (2020).
- [7] S. Zhang, A.K. Petford-Long, C. Phatak. *Sci. Rep.* **6**, 31248 (2016).
- [8] В.Л. Миронов, Р.В. Горев, О.Л. Ермолаева, Н.С. Гусев, Ю.В. Петров. *ФТТ* **61**, 9, 1644 (2019).
- [9] И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Ю.А. Дудин, А.В. Здоровейщев, А.В. Кудрин, М.П. Темиряева, А.Г. Темиряев, С.А. Никитов, А.В. Садовников. *ФТТ* **61**, 9, 1694 (2019).
- [10] А.И. Бобров, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, А.В. Здоровейщев, Н.В. Малехонова, Е.И. Малышева, Д.А. Павлов, С. Сайед. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* **7**, 57 (2015).
- [11] А.В. Здоровейщев, М.В. Дорохин, П.Б. Демина, А.В. Кудрин, О.В. Вихрова, М.В. Ведь, Ю.А. Данилов, И.В. Ерофеева, Р.Н. Крюков, Д.Е. Николчев. *ФТП* **49**, 12, 1649 (2015).
- [12] А.В. Здоровейщев. Труды IX Всероссийской школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых по направлению „Диагностика наноматериалов и наноструктур“ (18–22 сентября 2017 г. РГРТУ, Рязань). Т. **1**, 72 (2017).
- [13] А.В. Здоровейщев, О.В. Вихрова, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, А.В. Кудрин, А.Г. Темиряев, М.П. Темиряева. *ФТТ* **61**, 9, 1628 (2019).
- [14] А.В. Здоровейщев, М.В. Дорохин, О.В. Вихрова, П.Б. Демина, А.В. Кудрин, А.Г. Темиряев, М.П. Темиряева. *ФТТ* **58**, 11, 2186 (2016).
- [15] А.В. Кудрин, М.В. Дорохин, А.В. Здоровейщев, П.Б. Демина, О.В. Вихрова, И.Л. Калентьева, М.В. Ведь. *ФТТ* **59**, 11, 2203 (2017).
- [16] М.П. Темиряева, А.В. Здоровейщев, О.В. Вихрова, А.В. Кудрин, А.В. Садовников, С.А. Никитов, А.Г. Темиряев. Материалы XXIV Междунар. симпозиума „Нанопизика и Наноэлектроника“ (10–13 марта, 2020 г. Нижний Новгород). Т. **1**, 273 (2020).
- [17] А.Г. Темиряев, М.П. Темиряева, А.В. Здоровейщев, О.В. Вихрова, М.В. Дорохин, П.Б. Демина, А.В. Кудрин. *ФТТ* **60**, 11, 2158 (2018).
- [18] <http://www.SRIM.org>
- [19] <http://www.asu.edu/klas/csss/NUE/FIBSsputterCalcYamamura.html>
- [20] A.V. Zdoroveyshchev, O.V. Vikhrova, P.B. Demina, M.V. Dorokhin, A.V. Kudrin, A.G. Temiryazev, M.P. Temiryazeva. *Int. J. Nanosci.* **18**, 3–4, 1940019 (2019).
- [21] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, K.V. Bublikov, S.V. Grishin, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *J. Appl. Phys.* **118**, 203906 (2015).
- [22] K. Everschor-Sitte, J. Masell, R.M. Reeve, M. Kläui. *J. Appl. Phys.* **124**, 240901 (2018).
- [23] И.Л. Калентьева, О.Л. Вихрова, Ю.А. Данилов, Ю.А. Дудин, А.В. Здоровейщев, А.В. Кудрин, Ю.М. Кузнецов, М.П. Темиряева, А.Г. Темиряев. Материалы XXIV Междунар. симпозиума „Нанопизика и Наноэлектроника“ (10–13 марта 2020 г. Нижний Новгород). Т. **1**, 207 (2020).
- [24] J. Zarpellon, H. Jaffres, J. Frougier, C. Deranlot, J.M. George, D.H. Mosca, A. Lemaitre, F. Freimuth, Q.H. Duong, P. Renucci, X. Marie. *Phys. Rev. B* **86**, 205314 (2012).
- [25] C. Chappert, H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J.-P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet, H. Launois. *Science* **280**, 5371, 1919 (1998).
- [26] J. Ferré, T. Devolder, H. Bernas, J.P. Jamet, V. Repain, M. Bauer, N. Vernier, C. Chappert. *J. Phys. D* **36**, 24, 3103 (2003).
- [27] T. Devolder, C. Chappert, V. Mathet, H. Bernas, Y. Chen, J.P. Jamet, J. Ferré. *J. Appl. Phys.* **87**, 12, 8671 (2000).
- [28] T. Devolder, S. Pizzini, J. Vogel, H. Bernas, C. Chappert, V. Mathet, M. Borowski. *Eur. Phys. J. B* **22**, 2, 193 (2001).
- [29] J. Fassbender, D. Ravelosona, Y. Samson. *J. Phys. D* **37**, 16, R179 (2004).
- [30] T. Nozaki, M. Konoto, T. Nozaki, H. Kubota, A. Fukushima, S. Yuasa. *AIP Advances* **10**, 035130 (2020).

Редактор Т.Н. Василевская