

05,13

Формирование скирмионных состояний в ионно-облученных тонких пленках CoPt

© И.Л. Калентьева¹, О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов¹, А.В. Здорovejцев¹, Д.А. Здорovejцев¹,
М.В. Дорохин¹, Ю.А. Дудин¹, М.П. Темиряева², А.Г. Темиряев², А.В. Садовников^{3,4}, П.А. Юнин⁵

¹ НИФТИ 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 Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: istery@rambler.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Исследованы возможности контролируемого воздействия ионного облучения (He^+ с энергией 20 keV и флюенсом в диапазоне от $3 \cdot 10^{14}$ до $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) как метода модифицирования магнитных свойств и доменной структуры тонких ферромагнитных пленок $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$. Обнаружено, что ионное воздействие обуславливает изменение константы взаимодействия Дзялошинского–Мории и коррелирующее с ним изменение плотности скирмионов. Данный результат показывает возможность однородного ионного облучения как способа управления микромагнитной структурой, а именно процессом формирования скирмионных состояний.

Ключевые слова: ферромагнитные тонкие пленки, ионное облучение, доменная структура, магнитно-силовая микроскопия, взаимодействие Дзялошинского–Мории, скирмионы.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52824.27НН

1. Введение

Тонкие многослойные пленки и сплавы вида ферромагнетик/тяжелый металл рассматриваются как перспективные носители для магнитной записи [1–5]. Фундаментальным „байтом“ магнитной информации в таких слоях является специфическая магнитная наночастица — магнитный скирмион. Скирмион представляет собой топологически защищенную спиновую конфигурацию с размерами в диапазоне от нескольких нанометров до десятых долей микрона. Считается, что причиной формирования скирмионов в тонких пленках является магнитное взаимодействие Дзялошинского–Мории (ВДМ), которое проявляется в структурах с сильной кристаллической или структурной и, следовательно, магнитной анизотропией [1–7].

Некоторыми хорошими примерами таких анизотропных структур являются тонкие пленки CoPt, которые в последние годы исследовались несколькими группами [8–12]. Это высококоэрцитивные материалы с большой константой магнитокристаллической анизотропии. Сплавы CoPt представляют собой огромное разнообразие кристаллических структур с различными типами симметрии, включая структуры $L1_1$ и $L1_0$ [8]. Суще-

ствование и сосуществование различных магнитных фаз обуславливают различные магнитные взаимодействия, которые, в свою очередь, определяют разнообразие магнитных свойств. Это разнообразие обогащается многослойными структурами CoPt, в которых обменная связь между слоями Co сильно зависит от параметров толщины Co и Pt [9–12].

Обобщая вышеизложенное, можно сделать вывод, что магнитными и микромагнитными свойствами мультислоев и сплавов CoPt можно управлять в широком диапазоне, варьируя состав и условия изготовления. В настоящей работе в качестве технологического приема для управления магнитными свойствами пленок CoPt использовалось ионное облучение. 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 [13]. Методом магнитно-силовой микроскопии было 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 (предположительно магнитных 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) [14]. При этом изучение пленок CoPt методом Манделъштам–бриллюэновской спектроскопии выявило увеличение сдвига между стоковой и анти-стоковой компонентами спектра и значительное усиление взаимодействия Дзялошинского–Мория в облученных образцах [14].

В данной работе представлены подробные результаты исследования возможности управляемого радиационного воздействия на магнитные свойства изготовленных методом электронно-лучевого испарения пленок ферромагнитного сплава $\text{Co}_{0.35}\text{Pt}_{0.65}$. В частности, был значительно увеличен диапазон используемых флюенсов ионов гелия от $3 \cdot 10^{14}$ до $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ (по сравнению с работой [14]). Это позволило получить новые данные по изменению микромагнитной структуры вследствие ионного облучения, увидеть переход от образования 360-градусных доменных стенок к преимущественному появлению изолированных круглых доменов, показать корреляцию между плотностью этих доменов и рассчитанным по результатам измерений Манделъштам–бриллюэновской спектроскопии значением константы взаимодействия Дзялошинского–Мория.

2. Методика эксперимента

Структуры с тонкими ферромагнитными пленками CoPt изготавливались методом электронно-лучевого испарения мишеней из высокочистых материалов в высоком вакууме. Процесс формирования осуществлялся при температуре 200°C и включал два этапа: вначале на подложку полуизолирующего GaAs(100) наносился диэлектрический слой Al_2O_3 толщиной $\sim 1 \text{ nm}$ для предотвращения диффузии кобальта в полупроводник [15], затем поочередно наносились слои Pt и Co с десятикратным повтором: $[\text{Co}(0.2 \text{ nm})/\text{Pt}(0.5 \text{ nm})]_{\times 10}$. Таким образом были сформированы металлические пленки CoPt(2/5) общей толщиной около 7 nm .

Кристаллическое качество исходных образцов изготовленных структур исследовалось методом рентгеновской дифрактометрии на установке Bruker D8 Discover (оборудование ЦКП ИФМ РАН).

Полученные структуры CoPt(2/5) разделялись на образцы размером $6 \times 6 \text{ mm}$ и равномерно облучались на ускорителе ИЛУ-3 ионами He^+ с энергией 20 keV , при этом значение флюенса ионов (F) варьировалось от $3 \cdot 10^{14}$ до $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Выбор энергии и диапазона изменения флюенса ионов гелия был сделан с учетом расчетов распределения возникающих дефектов по глубине структур, проведенных с использованием программы SRIM [16], и калькулятора, позволяющего делать оценки коэффициента распыления материала при ионном облучении [17]. Кроме того, ранее с учетом проведенных расчетов с использованием программы SRIM отмечалось, что в результате ионного воздействия

с выбранными параметрами может наблюдаться значительное проникновение атомов кобальта и платины в слой диэлектрика Al_2O_3 , при этом кислород и алюминий практически не попадают в пленку CoPt [14]. Кроме того, указанные расчеты показали, что слой Al_2O_3 толщиной 1 nm при выбранных условиях ионного облучения эффективно препятствует проникновению атомов Co и Pt в полупроводниковую часть структуры.

На исходных и облученных образцах исследовался магнитооптический эффект Фарадея (внешнее магнитное поле прикладывается перпендикулярно поверхности пленок) на длине волны лазерного излучения 980 nm и эффект Холла (ординарный — обычный, когда внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости пленки, и планарный, когда внешнее магнитное поле лежит в плоскости пленки). В итоге анализировались магнитополевые зависимости угла Фарадея (Q_F) в поле от 0 до $\pm 4500 \text{ Oe}$, ординарного (R_H) и планарного (PHE) сопротивления Холла в диапазоне магнитных полей $\pm 2.5 \text{ T}$.

Доменная структура исходных и облученных образцов изучалась методом магнитно-силовой микроскопии (MCM) при помощи микроскопа Smart SPM (AIST-NT) по „стандартной“ методике с использованием зонда с низким магнитным моментом [18]. Изучение изменений доменной структуры, приводящее к формированию скирмионов, осуществлялось при MCM-сканировании зондом PPP-LM-MFMR (Nanosensors) с высоким магнитным моментом согласно методу, описанному в работе [19].

Образцы исследовались методом Манделъштам–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 ферромагнитных материалах [20] на частотах в диапазоне от 1 до 1000 GHz . Анализ сдвигов стоковой и анти-стоковой частот рассеяния Манделъштам–Бриллюэна позволяет делать оценку энергии взаимодействия Дзялошинского–Мория — основного параметра, используемого при интерпретации скирмионных состояний в магнитной среде [21].

Все исследования были проведены при комнатной температуре.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Рентгенодифракционные исследования изготовленных структур со слоем CoPt(2/5) проводились двумя методами. Первый метод — это измерение в симметричной геометрии Брэгга–Брентано с линейным позиционно-чувствительным детектором LynxEye. Второй метод — измерение в геометрии скользящего падения с параболическим зеркалом Гёбеля на первичном пучке при угле

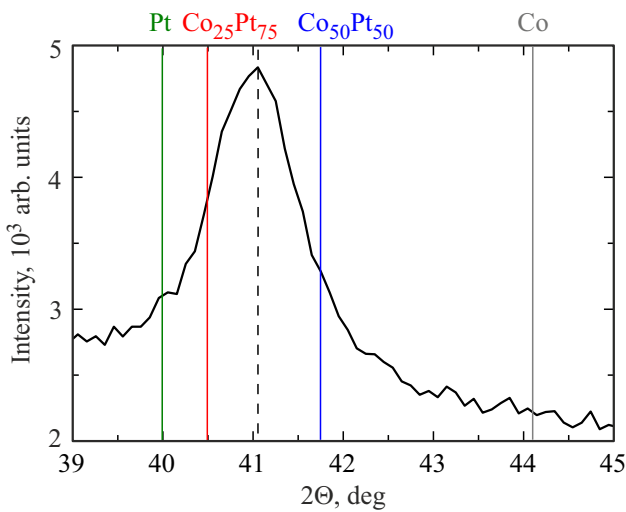


Рис. 1. Рентгено-дифракционный спектр структуры с пленкой CoPt(2/5), полученный в симметричной геометрии Брэгга–Брентано. Штриховыми линиями отмечены табличные положения пиков для разной стехиометрии сплава CoPt, металлических слоев Pt и Co. Зеленой линией показано положение пика, соответствующего Pt с ГЦК-решеткой, серой линией — Co, красной линией — сплаву Co₂₅Pt₇₅ и синей линией — сплаву Co₅₀Pt₅₀.

падения на образец 2 градуса и щелью Соллера в сочетании с точечным детектором для повышения чувствительности к кристаллическим фазам тонких поверхностных пленок. Следует отметить, что в обоих случаях в спек-

трах рентгеновской дифракции регистрируется наиболее интенсивный пик (111) фазы соединения CoPt с гранцентрированной кубической (ГЦК) решеткой вблизи 41 градуса по углу дифракции 2θ . На рис. 1 представлен спектр структуры с пленкой CoPt(2/5), полученный в симметричной геометрии Брэгга–Брентано. Оценка размеров областей когерентного рассеяния фазы CoPt по ширине дифракционного пика составляет 7 nm, что соответствует толщине пленки и говорит о хорошем перемешивании Co и Pt. Штриховыми линиями отмечены табличные положения пиков для разной стехиометрии сплава CoPt, металлических слоев Pt и Co. Зеленой линией показано положение пика, соответствующего фазе Pt с ГЦК-решеткой, серой линией — Co, красной линией — сплаву Co₂₅Pt₇₅ и синей линией — сплаву Co₅₀Pt₅₀. Приведенные данные позволяют заключить, что в изготовленном методом электронно-лучевого испарения тонком слое CoPt(2/5) субнанометровые слои Co и Pt достаточно хорошо перемешаны (о чем свидетельствует отсутствие пиков в области значений 2θ для Co и Pt). Кроме того, сделанная в линейном приближении оценка стехиометрии показала, что исследуемые пленки CoPt(2/5) соответствуют сплаву Co₃₅Pt₆₅.

Характеризация магнитных свойств изготовленных пленок CoPt(2/5) и влияния на них ионного облучения в достаточно широком диапазоне изменения флюенса ионов — от $3 \cdot 10^{14}$ до $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ осуществлялась на основе результатов исследования магнитооптического эффекта Фарадея и эффекта Холла. Результаты измерения магнито-полевых зависимостей ординарного со-

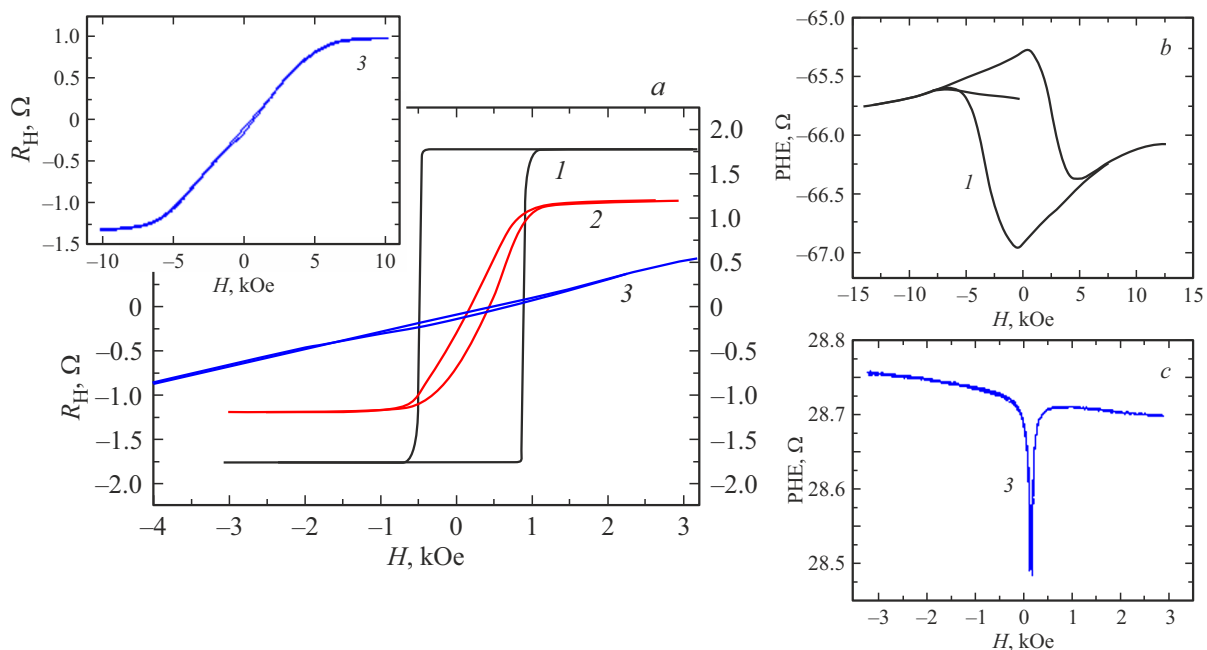


Рис. 2. Магнито-полевые зависимости сопротивления Холла: *a* — обычного; *b* и *c* — планарного для исходного и облученного ионами гелия с различным флюенсом образцов пленки CoPt(2/5). Зависимость 1 отвечает исходному образцу, зависимость 2 — образцу, облученному с $F = 7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, зависимость 3 — образцу, облученному с $F = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ (на вставке к фрагменту *a* эта зависимость показана в больших магнитных полях до 11000 Oe).

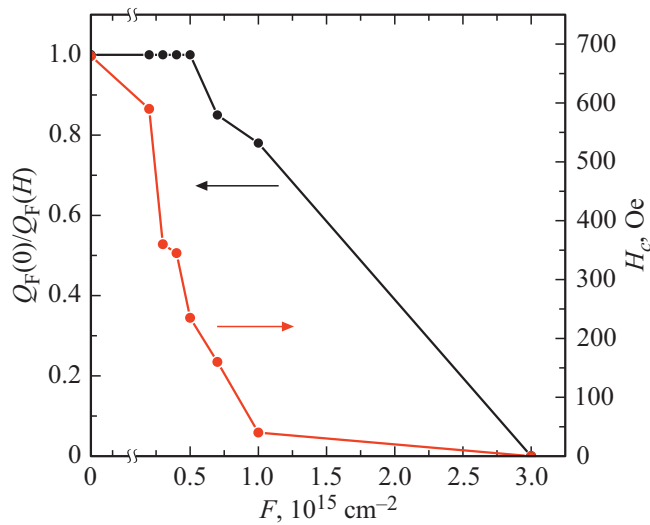


Рис. 3. Зависимости коэрцитивного поля H_c и относительных величин угла Фарадея $Q_F(0)/Q_F(H)$ от флюенса ионов гелия для структуры CoPt(2/5).

противления Холла $R_H(H)$ и планарного эффекта Холла $R_{HE}(H)$, определяемых поведением намагниченности в зависимости от магнитного поля, приведены на рис. 2. Зависимость $R_H(H)$ исходного образца содержит петлю гистерезиса с коэрцитивным полем ~ 700 Oe, при этом величина сопротивления в нулевом магнитном поле совпадает с величиной в поле насыщения, и такой вид зависимости сохраняется вплоть до значения флюенса $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. При более высоких значениях F наблюдается сужение петли гистерезиса и уменьшение значения R_H в нулевом магнитном поле, а при максимальном флюенсе ионов гелия нелинейная зависимость $R_H(H)$ выходит на насыщение в области магнитного поля свыше 7500 Oe (вставка на рис. 2, а). При этом по измерениям планарного эффекта Холла наблюдается монотонное уменьшение величины поля насыщения с 8000 Oe для исходного образца до 1500 Oe для структуры после облучения с $F = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ (рис. 2, б и в). Наблю-

даемые эффекты свидетельствуют о снижении остаточной намагниченности с увеличением флюенса He^+ от $3 \cdot 10^{14}$ до $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ вследствие выбранных условий радиационного воздействия для пленок CoPt(2/5). При флюенсе ионов свыше $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ значительным образом увеличивается латеральная составляющая оси легкого намагничивания сплава CoPt, что подтверждается измерениями планарного эффекта Холла.

Поведение магнитопольевых зависимостей угла Фарадея исходного и облученных ионами гелия образцов отражено на рис. 3. Здесь представлены зависимости коэрцитивного поля и отношения угла Фарадея в нулевом магнитном поле к величине угла Фарадея, отвечающей магнитному полю насыщения, от флюенса ионов гелия. В целом, поведение этих зависимостей также характеризует существенное снижение перпендикулярной анизотропии вектора намагниченности при применении облучения с флюенсом свыше $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

Доменная структура исходных и облученных образцов была исследована методом МСМ в „стандартном“ режиме сканирования пленок в два прохода. Следует отметить, что исследуемые структуры перед началом МСМ-измерений всегда находились в размагниченном состоянии. При этом использовался зонд, имеющий крайне низкий магнитный момент и не вносящий изменения в исследуемую магнитную структуру. Полученные данные представлены на рис. 4. В результате облучения ионами с F от $1 \cdot 10^{14}$ до $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ заметных изменений лабиринтной доменной структуры не наблюдается. При больших значениях флюенса, $7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ и выше, размер доменов начинает уменьшаться, что свидетельствует об уменьшении величины энергии доменных стенок, которое может быть также обусловлено уменьшением ортогональной анизотропии вектора намагниченности вследствие ионного воздействия.

Сканирование пленок зондом Nanosensor, имеющим высокое значение магнитного момента, приводит к изменению доменной структуры исходного и облученных образцов и образованию скирмионных состояний (рис. 5). Вначале в два прохода проводится сканиро-

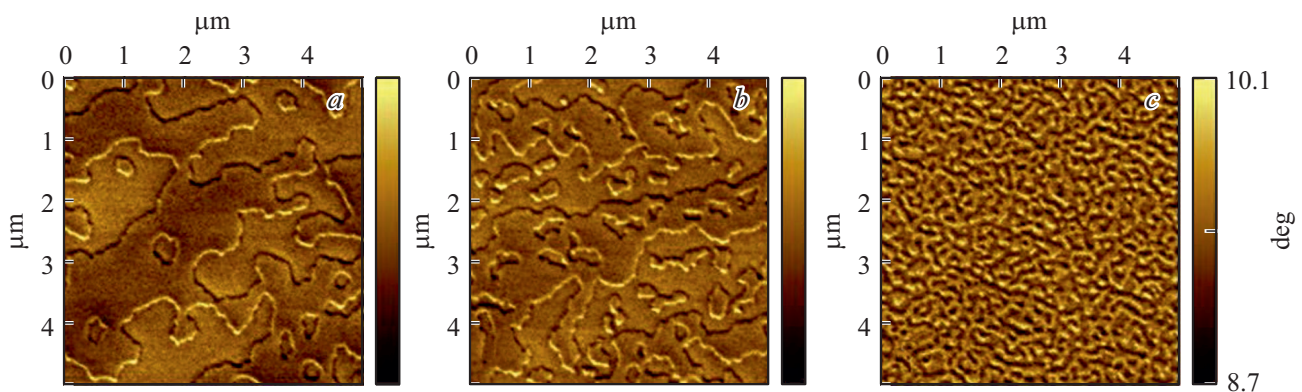


Рис. 4. МСМ-изображения исходной и облученных ионами гелия с различным флюенсом, cm^{-2} : а — 0, б — $7 \cdot 10^{14}$, с — $1 \cdot 10^{15}$ пленок CoPt(2/5), полученные при сканировании зондом с низким магнитным моментом.

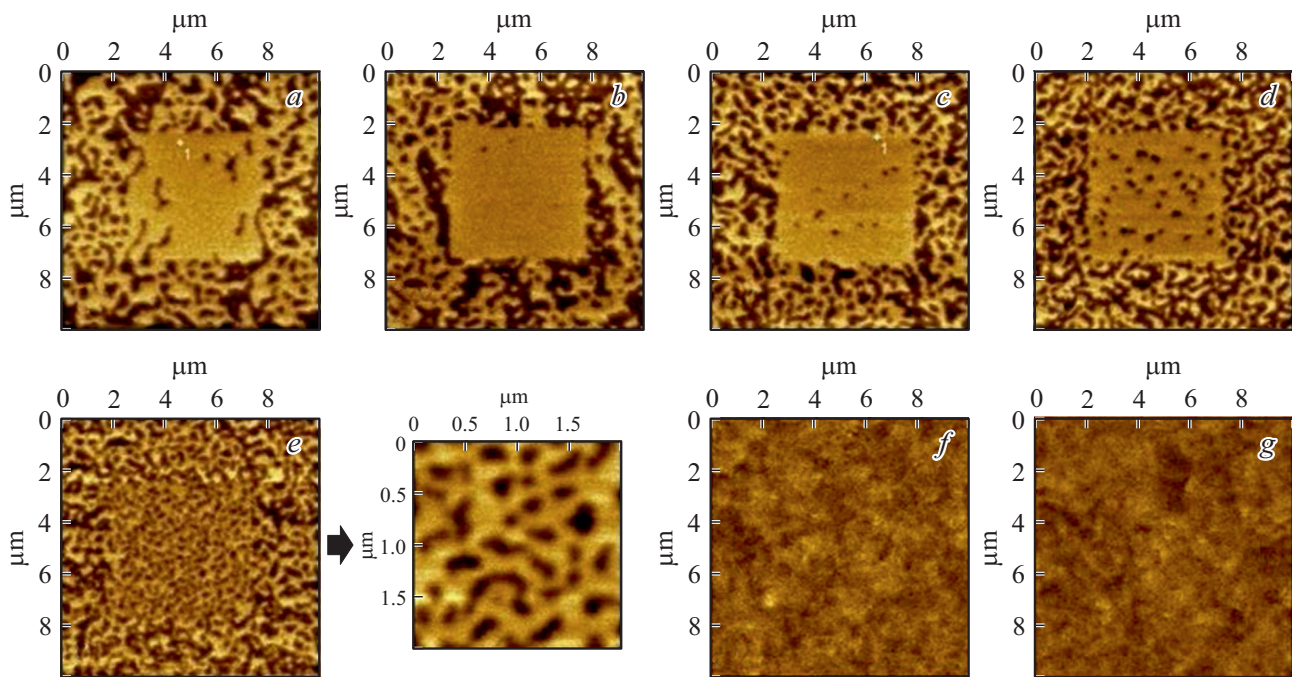


Рис. 5. МСМ-изображения исходной и облученных с различным флюенсом, см^{-2} : $a - 0$, $b - 3 \cdot 10^{14}$, $c - 4 \cdot 10^{14}$, $d - 5 \cdot 10^{14}$, $e - 7 \cdot 10^{14}$ (на вставке приведено более подробное изображение центральной области), $f - 1 \cdot 10^{15}$, $g - 3 \cdot 10^{15}$ пленок $\text{CoPt}(2/5)$, полученные при сканировании зондом Nanosensor с высоким магнитным моментом (МСМ-создание доменной структуры).

вание области $5 \times 5 \mu\text{m}^2$, 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 $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Для исходной пленки $\text{CoPt}(2/5)$ на МСМ-изображении наблюдаются 1D-скирмионы (360-градусные доменные стенки шириной $\sim 150 \text{ nm}$). Для облученных пленок $\text{CoPt}(2/5)$ наблюдается переход к круглым скирмионам (мелкие цилиндрические изолированные домены с „обратной“ намагниченностью — темные объекты), а при $F = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и более регистрируется увеличение их количества. При флюенсе $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ наблюдается очень плотная решетка отдельных круглых скирмионов (более подробное изображение также приведено на рис. 5). В случае флюенса ионов гелия, равного $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и выше, скирмионы не наблюдаются (фрагменты f и g рис. 5). Для количественной интерпретации микромагнитной структуры был введен параметр n_{sk} — плотности скирмионов. Данный параметр понимается как число скирмионов на единицу площади ($1 \mu\text{m}^2$) и рассчитывается путем деления общего числа скирмионов на МСМ-скане на площадь этого скана.

Предполагается, что механизм формирования 1D-скирмионов и мелких круглых изолированных доменов может быть связан с взаимодействием доменной стенки, передвигаемой зондом, и исходной доменной структуры пленок CoPt [22]. Исследования методом Манделштам-бриллюэновской спектроскопии выявили наличие сдвига между стоксовой и антистоксовой компонентами спек-

Параметры исходных и облученных дозой F пленок $\text{CoPt}(2/5)$ (сдвиг между стоксовой и антистоксовой компонентами спектра, Δ , и константа ВДМ, D), полученные методом Манделштам-бриллюэновской спектроскопии

$F, 10^{14} \text{ см}^{-2}$	0	3	4	5	7	10
$\Delta, \text{ MHz}$	214	220	431	527	527	60
$D, \text{ mJ/m}^2$	0.278	0.285	0.560	0.685	0.681	0.078

тра (Δ) в исходных и облученных образцах пленок $\text{CoPt}(2/5)$ (таблица).

Величина регистрируемого сдвига по абсолютному значению не изменялась при изменении полярности магнитного поля. Полученные данные позволяют оценить константу взаимодействия Дзялошинского–Мории (D) в исходных и облученных пленках $\text{CoPt}(2/5)$ (таблица) и проанализировать влияние ионного облучения на ее величину и количество образовавшихся скирмионов (рис. 6). При расчетах использовалась величина намагниченности насыщения CoPt , которая оценивалась ранее на калиброванном магнитометре и составляла около $1.1 \cdot 10^6 \text{ A/m}$. Для облученных слоев $\text{CoPt}(2/5)$ константа ВДМ (D) увеличивается для диапазона изменения флюенса ионов He^+ от 0 до $(5-7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и достигает максимального значения порядка 0.685 mJ/m^2 . При более высоком флюенсе ионов величина D резко снижается. Подобным образом ведет себя зависимость плотности скирмионов от флюенса ионов (кривая 2 на рис. 6). Таким образом, на рис. 6 показана совершен-

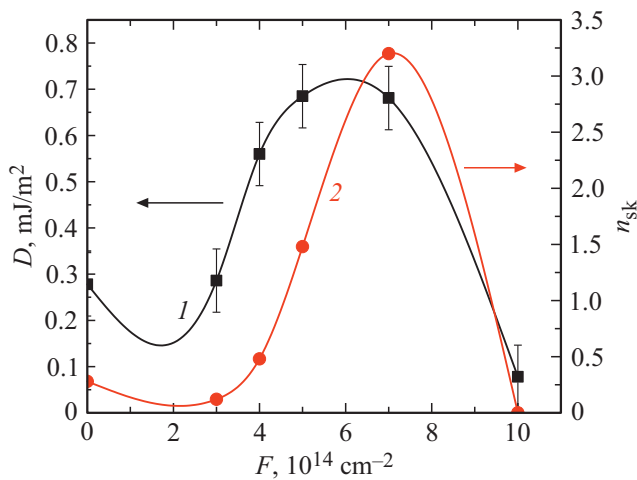


Рис. 6. Зависимости постоянной взаимодействия Дзялошинского–Мории, рассчитанной по результатам исследований исходных и облученных пленок методом Манделштам–Бриллюэновской спектроскопии (1), и плотности скирмионов (2) от флюенса ионов для пленок CoPt(2/5).

но четкая корреляция между плотностью скирмионов и рассчитанным по результатам измерений значением константы ВДМ. Подобная корреляция свидетельствует об определяющей роли взаимодействия Дзялошинского–Мории в процессе формирования 360-градусных доменных стенок и мелких цилиндрических изолированных доменов с „обратной“ намагниченностью, которые можно интерпретировать как скирмионы. Очевидно, взаимодействие Дзялошинского–Мории присутствует в исходных образцах пленок CoPt(2/5) и усиливается под влиянием ионного облучения.

Как было показано ранее [14] на основании модельных расчетов посредством программы SRIM, 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. В частности, происходит снижение перпендикулярной анизотропии и нарастает процесс образования скирмионных состояний. Формирование скирмионов зависит от энергии доменной стенки, на которую, в свою очередь, оказывает влияние постоянная взаимодействия Дзялошинского–Мории [23]. С увеличением постоянной ВДМ энергия доменной стенки понижается, и возникают оптимальные условия для образования доменных структур типа скирмионов под воздействием локального поля магнитного зонда.

4. Заключение

В работе продемонстрировано использование однородного облучения ионами He⁺ с энергией 20 keV в широком диапазоне изменения флюенса (от $3 \cdot 10^{14}$ до $3 \cdot 10^{15}$ cm⁻²) как способа модифицирования магнитных

свойств и микромагнитной структуры пленок CoPt(2/5), сформированных методом электронно-лучевого испарения в высоком вакууме. Проведены комплексные исследования структурных и магнитных свойств исходных и облученных образцов, исследована их доменная структура. Показано снижение перпендикулярной анизотропии и активация скоррелированного процесса образования скирмионных состояний вследствие наблюдаемого усиления взаимодействия Дзялошинского–Мории в облученных образцах. Данный эффект может быть связан с понижением энергии доменной стенки вследствие анизотропного перемешивания атомов Co и Pt под действием ионного облучения, что приводит к увеличению постоянной взаимодействия Дзялошинского–Мории и возникновению оптимальных условий для образования доменных структур типа скирмионов под воздействием локального поля магнитного зонда.

Подчеркнем, что ионное облучение, таким образом, является новым инструментом для управления типом скирмионных состояний и их плотностью в тонкопленочных магнитных структурах.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ 21-79-20186. Рентгенодифракционные исследования образцов выполнялись в лаборатории диагностики радиационных дефектов в твердотельных наноструктурах ИФМ РАН при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (г/з № 0030-2021-0030).

Измерения намагниченности пленок CoPt на калиброванном магнитометре выполнены А.И. Гумаровым в Казанском федеральном университете.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] F. Tejo, D. Toneto, S. Oyarzún, J. Hermosilla, C.S. Danna, J.L. Palma, R.B. da Silva, L.S. Dorneles, J.C. Denardin. ACS Appl. Mater. Interfaces **12**, 47, 53454 (2020).
- [2] G. Yu, P. Upadhyaya, Q. Shao, H. Wu, G. Yin, X. Li, C. He, W. Jiang, X. Han, P. Khalili Amiri, K.L. Wang. Nano Lett. **17**, 1, 261 (2017).
- [3] S. Luo, L. You. APL Mater. **9**, 5, 050901 (2021).
- [4] T. Matsumoto, Y.-G. So, Y. Kohno, Y. Ikuhara, N. Shibata. Nano Lett. **18**, 2, 754 (2018).
- [5] A.N. Bogdanov, U.K. Röbber. Phys. Rev. Lett. **87**, 3, 037203 (2001).
- [6] A. Fert. Mater. Sci. Forum **59–60**, 439 (1990).
- [7] A. Fert, N. Reyren, V. Cros. Nature Rev. Mater. **2**, 17031 (2017).
- [8] H. Sato, T. Shimatsu, Y. Okazaki, H. Muraoka, H. Aoi, S. Okamoto, O. Kitakami. J. Appl. Phys. **103**, 7, 07E114 (2008).

- [9] 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**, 12, 12098 (2019).
- [10] M. Bersweiler, D. Lacour, K. Dumesnil, F. Montaigne, M. Hehn. Phys. Rev. B **92**, 22, 224431 (2015).
- [11] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, M. Chshiev. Phys. Rev. Lett. **115**, 26, 267210 (2015).
- [12] Y. Zhou, R. Mansell, S. van Dijken. Appl. Phys. Lett. **118**, 17, 172409 (2021).
- [13] И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Ю.А. Дудин, А.В. Здоровейцев, А.В. Кудрин, М.П. Темиряева, А.Г. Темиряев, С.А. Никитов, А.В. Садовников. ФТТ **61**, 9, 1694 (2019).
- [14] И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, А.В. Здоровейцев, М.В. Дорохин, Ю.А. Дудин, А.В. Кудрин, М.П. Темиряева, А.Г. Темиряев, С.А. Никитов, А.В. Садовников. ФТТ **63**, 3, 324 (2021).
- [15] А.И. Бобров, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, А.В. Здоровейцев, Н.В. Малехонова, Е.И. Малышева, Д.А. Павлов, С. Сайед. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **7**, 57 (2015).
- [16] <http://www.SRIM.org>
- [17] <http://www.asu.edu/clas/csss/NUE/FIBSputterCalcYamamura.html>
- [18] A.V. Zdrovevshchev, 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).
- [19] А.Г. Темиряев, М.П. Темиряева, А.В. Здоровейцев, О.В. Вихрова, М.В. Дорохин, П.Б. Демина, А.В. Кудрин. ФТТ **60**, 11, 2158 (2018).
- [20] 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**, 20, 203906 (2015).
- [21] K. Everschor-Sitte, J. Masell, R.M. Reeve, KUM. Kläui. J. Appl. Phys. **124**, 24, 240901 (2018).
- [22] М.П. Темиряева, А.В. Здоровейцев, О.В. Вихрова, А.В. Кудрин, А.В. Садовников, С.А. Никитов, А.Г. Темиряев. Матер. XXIV Междунар. симп. „Нанозифика и нанозлектроника“ (10–13 марта 2020 г.) Нижний Новгород. Т. 1. С. 273.
- [23] T. Nozaki, M. Konoto, T. Nozaki, H. Kubota, A. Fukushima, S. Yuasa. AIP Advances **10**, 3, 035130 (2020).

Редактор Е.В. Толстякова