

Наблюдение лазерно-индуцированных локальных модификаций магнитного порядка в слоях переходных металлов

А. М. Алексеев⁺, Ю. К. Веревкин*, Н. В. Востоков, В. Н. Петряков*, Н. И. Полушкин¹⁾, А. Ф. Попков⁺,
Н. Н. Салащенко

Институт физики микроструктур РАН, 603600 ГСП-105 Нижний Новгород, Россия

⁺ *Государственный НИИ физических проблем им. Ф. В. Лукина
NT-MDT, 103460 Москва, Россия*

^{*} *Институт прикладной физики РАН, 603600 Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 15 января 2001 г.

Исследуются эффекты лазерно-индуцированных локальных изменений магнитного порядка в тонких слоях Fe–Cr. С целью наблюдения локальных модификаций слои облучались интерферирующими лазерными пучками. Полученные результаты свидетельствуют об образовании в интерференционных максимумах на пороге модификации субмикронных ферромагнитных областей анизотропной формы, обладающих выраженным направлением оси легкого намагничивания. Выявлено также резкое уменьшение магнитной анизотропии среды при изменении формы областей и расстояний между ними, что может объясняться возросшим взаимодействием между областями через парамагнитную матрицу.

PACS: 75.50.-y, 75.60.Jp, 75.70.Kw

Известно [1–3], что нанокompозитные сплавы 3D-металлов на основе Fe(Co) могут не обладать дальним магнитным порядком вплоть до высоких концентраций магнитной компоненты (70–75 ат.%). В [1] была предложена модель, согласно которой такие сплавы состоят из суперпарамагнитных кластеров в немагнитной среде. По мере возрастания концентрации магнитных атомов образование кластеров становится все более заметным, и, наконец, достигается такое значение концентрации (порог перколяции), при котором дальний магнитный порядок распространяется на весь материал.

Другой подход к получению магнитно-упорядоченного состояния в сплаве (без изменения средней концентрации магнитной компоненты) заключается в том, что при облучении интенсивным (~ 1 Дж/см²) коротким (~ 10 нс) лазерным импульсом металлическая среда нагревается сначала до температуры выше точки плавления, вызвав тем самым диффузионное перемешивание компонент сплава, а после окончания действия импульса – остывает с высокой скоростью ($\sim 10^{10}$ К/с). В результате образуется пересыщенный твердый раствор как новое метастабильное состояние, магнитные свойства которого чувствительны к позиционному и химическому ближним порядкам в системе [4].

Ранее [5, 6] мы сообщали об обнаруженном нами явлении термо- и лазерно-индуцированных изменений магнитного порядка в тонкопленочных (< 100 нм) смесях типа Fe–C, Co–C и Fe–Cr. Основной экспериментальный факт состоит в том, что в определенном (достаточно узком) диапазоне концентраций магнитной компоненты исходно (супер)парамагнитная среда после облучения ее лазерным импульсом с плотностью энергии 200–400 мДж/см² становится ферромагнитной при комнатной температуре с намагниченностью насыщения, близкой к значению этой величины в массивных образцах Fe или Co.

В данной работе явление лазерно-индуцированного магнитного упорядочения использовалось для создания регулярной решетки малых ферромагнитных элементов. Размеры этих элементов ограничены во всех трех направлениях и соизмеримы с ключевыми микромагнитными параметрами – обменной длиной (10 нм) и толщиной доменной стенки (10–100 нм). Физика перемагничивания таких элементов находится в переходной области от многодоменной к монодоменной. Следует отметить два аспекта физики такой системы. Во-первых, важно определить условия формирования однодоменных (ферро)магнитных областей при локальных модификациях парамагнитной среды. Во-вторых, представляет интерес изучение особенностей перемагничивания системы магнитожестких частиц в магнитомягкой среде. Инте-

¹⁾e-mail: nip@ipm.sci-nnov.ru

Рис.1. МСМ изображение поверхности слоя $\text{Fe}_{0.7}\text{Cr}_{0.3}$, облученного в режиме двух пар пучков с плотностью энергии $E = 250 \text{ мДж/см}^2$. На изображении видна структура диполей асимметричной формы. Изображение получено как остаточное состояние после намагничивания вдоль направления диполей

рес к структурам малых магнитных объектов вызван тем, что такие системы рассматриваются как альтернативный материал для создания новых магнитных устройств записи и хранения информации со сверхвысокой плотностью [7, 8].

Локальные модификации осуществляются в работе с помощью когерентных пучков ультрафиолетового лазерного излучения, которое позволяет сформировать на поверхности образца интерференционную решетку с субмикронным периодом (вплоть до 200 нм). Размеры модифицированных магнитных областей могут быть предварительно оценены из диффузионной длины тепла $\sqrt{a\tau}$, где a – коэффициент температуропроводности и τ – длительность теплового импульса. Тогда при длительности импульса не

более нескольких наносекунд и энергии в импульсе, близкой к порогу магнитного превращения, можно ожидать, что размеры элементов будут составлять не более 100 нм.

Исходные сплавы для последующего лазерного отжига приготавливались в виде тонких слоев (15–20 нм) поочередным нанесением на подложки кремния малых порций (0.3–0.5 нм) $\text{Fe}(\text{Co})$ и $\text{Cr}(\text{C})$ при фокусировании излучения Nd^{3+} -лазера на мишени, установленные в вакуумной камере. Отсутствие ферромагнитной упорядоченности в исходных образцах, а также ее появление после облучения контролировались по спектрам ферромагнитного резонанса. Эти данные позволили определить оптимальную концентрацию магнитной компоненты в смеси, при ко-

торой исходный образец еще не имел магнитного отклика при комнатной температуре, а после облучения появлялся выраженный сигнал ферромагнитного резонанса.

В экспериментах по формированию магнитных структур использовался узкополосный (0.04 см^{-1}) ХеСІ ($\lambda = 308\text{ нм}$)–экимерный лазер с энергией в импульсе до 50 мДж и длительностью импульса 8 нс. Монохроматизация излучения, необходимая для обеспечения контрастной интерференционной картины по всему сечению лазерного пучка, достигалась за счет внутррезонаторной селекции мод с помощью интерферометров Фабри – Перо. С целью создания двумерной решетки модифицированных областей выходное излучение лазера делилось на две пары пучков, падающих на образец под разными углами в двух взаимно ортогональных плоскостях. Распределение интенсивности в интерференционных максимумах имеет форму, вытянутую вдоль оси в плоскости меньшего угла падения пучков, с аспектным отношением, соответствующим отношению углов падения. По дифракции излучения HeNe-лазера на сформированной решетке определялась общая площадь массива. В зависимости от энергии в облучающем импульсе это значение составляло 5–10 мм².

Для исследования свойств полученных решеток использовался метод атомно-силовой (АСМ) и магнитно-силовой микроскопии (МСМ), а также проводились измерения петель магнитного гистерезиса при наблюдениях меридионального магнитооптического эффекта Керра. Данные АСМ/МСМ снимались на сканирующем зондовом микроскопе Solver P47 (NT-MDT, Москва). В качестве магнитных зондов использовались кремниевые кантиливеры с напыленным слоем Со толщиной $\approx 30\text{ нм}$. Резонансные частоты зондов составляли 55–120 кГц. Перед измерениями магнитный зонд намагничивался вдоль оси иглы, а сами образцы предварительно намагничивались в полях до 1500 Э, ориентированными в плоскости образца в направлении короткой или длинной оси сформированных элементов. Распределение градиента магнитной силы строилось по фазовому сдвигу в колебаниях кантиливера из-за притягивающих или отталкивающих сил, действующих на магнитную иглу.

На рис.1 приведено МСМ изображение поверхности слоя $\text{Fe}_{0.7}\text{Cr}_{0.3}$ после его интерференционно-го облучения при углах падения пучков 10° и 40° лазерным импульсом с плотностью энергии $E = 250\text{ мДж/см}^2$. Это значение энергии находится почти на самом пороге модификации магнитных свойств ($220\text{--}240\text{ мДж/см}^2$). Облучение с такой энер-

гией еще не приводило к каким-либо изменениям рельефа поверхности. Тем не менее, на МСМ изображении отчетливо видна периодическая структура одинаково ориентированных диполей асимметричной формы – темные (большие) и светлые (меньшие) пятна, означающие полюсы магнитных элементов. Наблюдаемая ориентация диполей соответствует направлению предварительного намагничивания образца. Как видно из расположения полюсов, аспектное отношение в ферромагнитных элементах составляет примерно 1 : 4, что количественно согласуется с отношением углов падения.

На рис.2 изображена кривая перемагничивания этого же образца Fe–Cr. Внешнее магнитное поле в данном эксперименте было ориентировано по направлению диполей на рис.1. Как видно, кривая перемагничивания имеет типичный для ферромагнетиков гистерезисный характер, а форма петли гистерезиса близка к прямоугольной с полем перемагничивания $\approx 500\text{ Э}$. При попытке перемагнитить этот образец в направлении, перпендикулярном ориентации диполей, не происходило изменений магнитооптического отклика, превышающих уровень шумов, в полях вплоть до 2000 Э. Таким образом, в результате облучения слоя вблизи порога магнитного превращения формируется структура магнитных элементов, обладающая хорошо выраженным направлением легкого намагничивания, соответствующим направлению вдоль ориентации диполей на МСМ изображении.

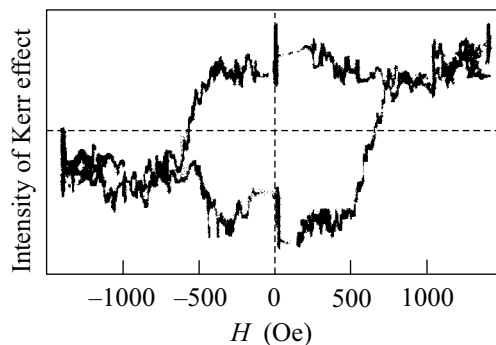


Рис.2. Кривая перемагничивания решетки магнитных областей в слое $\text{Fe}_{0.7}\text{Cr}_{0.3}$, полученных интерференционным отжигом ($E = 250\text{ мДж/см}^2$). Внешнее магнитное поле H прикладывалось по направлению диполей

Характерная особенность полученных магнитных элементов состоит в том, что их толщина (15–20 нм) много меньше латеральных размеров (100 нм на 400 нм). Нами было проведено микромагнитное моделирование распределения намагниченности в та-

Рис.3. Топография поверхности слоя $\text{Fe}_{0.7}\text{Cr}_{0.3}$ после облучения с $E = 300 \text{ мДж/см}^2$. Изображение получено методом АСМ

ких элементах с толщинами $10 \div 20 \text{ нм}$. Из численных экспериментов следует, что монодоменное поведение элементов возникает при толщинах менее 12 нм в случае слабой анизотропии, либо в элементах 15 нм с одноосной анизотропией $\sim 10^6 \text{ эрг/см}^3$. В противном случае образуются кососимметричные распределения намагниченности с краевым закреплением спинов либо более сложная конфигурация спинов с двумя или одним вихрем внутри элементов. Поэтому наблюдаемая в наших экспериментах асимметрия магнитных полюсов (рис.1b) может указывать на неоднородное распределение намагниченности в элементах.

Представляет интерес исследовать свойства слоя, модифицированного при больших значениях плотности энергии лазерного облучения. На рис.3 приведено АСМ изображение топографии поверхности слоя Fe-Cr после его облучения с $E = 300 \text{ мДж/см}^2$. Это изображение свидетельствует об образовании кратеров в максимумах интерференции в результате плав-

ления и выталкивания расплава давлением паров к периферии областей интерференционных максимумов. Кратеры имеют эллиптическую форму с соотношением осей $1 : 2$, а глубина кратеров от дна до вершины бортиков достигает $8 \div 10 \text{ нм}$. Наблюдаемая модификация топографии поверхности сопровождается также существенными изменениями в свойствах сформированных магнитных структур. Как показывают петли магнитного гистерезиса того же образца Fe-Cr ($E = 300 \text{ мДж/см}^2$), во вновь образованной матрице имеет место сильное уменьшение магнитной анизотропии (рис.4). Видно, что остаточная намагниченность в этом образце остается близкой к намагниченности насыщения при ориентации внешнего магнитного поля как вдоль длинной (направление Y), так и короткой (направление X) осей кратеров. Тем не менее, обращает на себя рост прямоугольности петли перемагничивания вдоль оси X (короткой оси кратеров на рис.3), возможно связанный с появлением легкой оси намагничивания в этом

направлении, тогда как намагничивание в “трудном” направлении Y характеризуется относительно плавным выходом на насыщение. Петля гистерезиса в этом направлении имеет вид, характерный для сильнодисперсной среды [9]. Отметим, что в случае формирования системы элементов, хорошо выраженных на топографических изображениях, аномальная ориентация оси легкого намагничивания имеет место даже при неплотной упаковке эллиптических кратеров. С дальнейшим повышением энергии облучения ($350\text{--}400\text{ мДж/см}^2$) короткая ось эллипсов увеличивается вплоть до соприкосновения бортиков соседних кратеров. Однако эти модификации рельефа уже не ведут к изменениям в магнитном поведении облученных образцов.

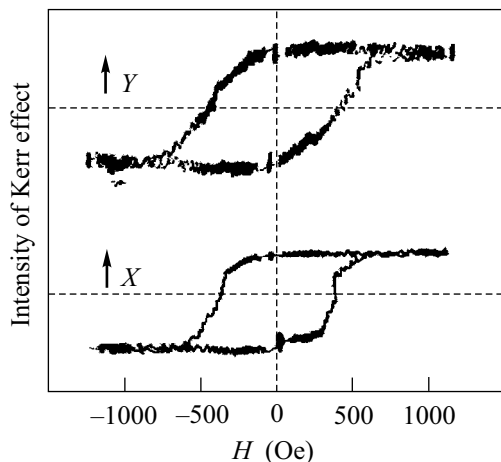


Рис.4. Кривые перемагничивания слоя $\text{Fe}_{0.7}\text{Cr}_{0.3}$ с решеткой кратеров эллиптической формы на поверхности ($E = 300\text{ мДж/см}^2$). Петли получены при различной ориентации поля H – вдоль длинной (Y) и короткой (X) осей эллипсов

Исследования морфологии и магнитных свойств систем типа Fe–Cr [2, 3] показывают, что они состоят из Fe-обогащенных суперпарамагнитных гранул размерами не более нескольких нанометров. Как показывает соответствующая диаграмма состояний [10], компоненты Fe и Cr образуют неограниченные твердые растворы при температурах выше точки плавления ($\approx 1600\text{ К}$), а пересыщенный раствор $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ ($x = 50\text{--}70\text{ ат.}\%$) обладает высокой температурой Кюри ($\approx 900\text{ К}$). Необходимость достижения жидкого состояния при лазерном нагреве для осуществления магнитного превращения подтверждается также тем, что плавление и выталкивание жидкости из центров интерференционных максимумов (рис.3) происходит при значениях лазерной энергии (300 мДж/см^2), только незначительно превыша-

ющей пороговое значение для магнитного превращения ($220\text{--}240\text{ мДж/см}^2$). Однако наиболее выраженная и интерпретируемая магнитная структура формируется непосредственно на пороге модификации (рис.1 и 2), когда еще не происходит образования кратеров на поверхности.

Не исключено, что наблюдаемый рост прямоугольности петли намагничивания в структурах кратеров (рис.4) в поперечном направлении может объясняться появлением взаимодействия между ферромагнитными областями (кратерами) через суперпарамагнитную среду. Такое взаимодействие возможно либо из-за намагничивания среды полями рассеяния от ферромагнитных областей, либо ее модификацией при увеличении размеров кластеров и их сближении. Очевидно, расстояние между кратерами, а также их аспектное отношение уменьшаются с увеличением энергии в лазерном импульсе. Поскольку расстояние между эллиптическими кратерами вдоль их короткой оси существенно меньше, чем вдоль длинной (рис.3), то размагничивающий эффект в этом направлении проявляется слабее. Таким образом, направление оси легкого намагничивания в сформированных структурах кратеров может определяться конкуренцией двух факторов – эффекта взаимодействия ферромагнитных областей через магнитомягкую (суперпарамагнитную) среду и изменения формы областей.

В заключение отметим, что проведенные эксперименты позволяют определить технологические требования к варьируемым параметрам (концентрации магнитной компоненты, энергии и длительности лазерного излучения, углом падения пучков и др.) для получения решеток магнитных однодоменных элементов с периодами в глубоком субмикронном диапазоне. Малые размеры элементов облегчают обеспечение важных с точки зрения возможных приложений физических свойств малых магнитных объектов, таких как монодоменность, прямоугольность петли гистерезиса, малое время перемагничивания и др. [11].

1. C. Schwink, K. Emmerich, and U. Schulze, *Z. Phys.* **B31**, 385 (1978).
2. K. Takanashi, T. Sugawara, K. Hono, and H. Fujimori, *J. Appl. Phys.* **76**, 6790 (1994).
3. M. Ohkoshi, *J. Appl. Phys.* **63**, 2926 (1988).
4. К. Хандрих, С. Кобе, *Аморфные ферро- и ферримагнетики*, М.: “Мир”, 1982 [K. Handrich, and S. Kobe, *Amorphe Ferro- und Ferrimagnetika*, Akademie-Verlag, Berlin, 1980].

5. N. I. Polushkin, and N. N. Salashchenko, *J. Magn. Magn. Mater.* **124**, 347 (1993).
6. Yu. Blyakhman, N. I. Polushkin, A. D. Akhsakhalyan et al., *Phys. Rev.* **B52**, 10303 (1995).
7. S. Y. Chou, *IEEE Proc.* **85**, 652 (1997).
8. R. M. H. New, R. F. W. Pease, and R. L. White, *J. Magn. Magn. Mater.* **155**, 140 (1996).
9. J.-G. Zhu and H. N. Bertram, *J. Appl. Phys.* **66**, 1291 (1989).
10. О. Кубашевски, *Диаграммы состояния двойных систем на основе железа*, справочник, М.: “Металлургия”, 1985 [O. Kubashewski, *Iron – binary phase diagrams*, Springer-Verlag, 1982].
11. D. D. Awschalom and D. P. DiVincenzo, *Physics Today* **4**, 43 (1995).