

05,08

Разрушение состояния с однородной намагниченностью в магнитных пленках с одноосной анизотропией при их перемагничивании

© Г.М. Николадзе, А.В. Матюнин[✉], П.А. Поляков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

[✉] E-mail: physphak@mail.ru

Поступила в Редакцию 12 сентября 2023 г.

В окончательной редакции 12 сентября 2023 г.

Принята к публикации 26 ноября 2023 г.

Проведено экспериментальное исследование процесса квазистатического перемагничивания пленки феррит-граната с плоскостной анизотропией и одноосной анизотропией в плоскости пленки вращающимся магнитным полем. С помощью оригинальной магнитооптической установки, использующей эффект Фарадея, установлено наличие в магнитной пленке разрушенного состояния с однородной намагниченностью в узких областях с направлениями вектора напряженности магнитного поля, близкими к оси трудного намагничивания. Предложена теория, хорошо согласующаяся с экспериментальными результатами.

Ключевые слова: тонкие магнитные пленки, одноосная анизотропия, квазистатическое перемагничивание, магнитооптика, домены.

DOI: 10.61011/FTT.2024.01.56940.199

1. Введение

В основе физических принципов работы различных устройств спинтроники лежат механизмы перемагничивания однородно намагниченных тонких магнитных слоев. Например, в сенсорах магнитного поля на анизотропном магниторезистивном эффекте используются последовательно соединенные магнитные полоски с нанотолщинами [1–6]. В спин-вентильных и спин-туннельных устройствах используются многослойные магнитные структуры [7–13]. Для обеспечения стабильной работы этих устройств необходимо добиться как можно более однородного перемагничивания магнитных слоев. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование механизма квазистационарного перемагничивания магнитных пленок с плоскостной анизотропией при наличии в плоскости пленки одноосной анизотропии. Установлено наличие областей, при которых происходит разрушение состояния однородного намагничивания и возникновение доменной структуры. Предложена теоретическая интерпретация этого явления.

2. Описание экспериментальной установки

Экспериментальные исследования проводились на оригинальной магнитооптической установке, подробно описанной в работе [14]. Общий вид этой установки представлен на рис. 1. На вставке на рис. 1 показана система катушек, создающих магнитные поля, необходимые для всестороннего проведения экспериментальных исследований. Для инициирования в исследуемой пленке

процессов перемагничивания используются большие катушки 2 (ось X), создающие перемагничивающее поле (с напряженностью до 40 Oe), с помощью которых возможно задавать конечное положение вектора намагниченности; малые катушки 3, способные создавать поля до 16 Oe (ось Z), используемые для компенсации поля Земли, а также создающие необходимую для наблюдения эффекта Фарадея компоненту вектора намагни-

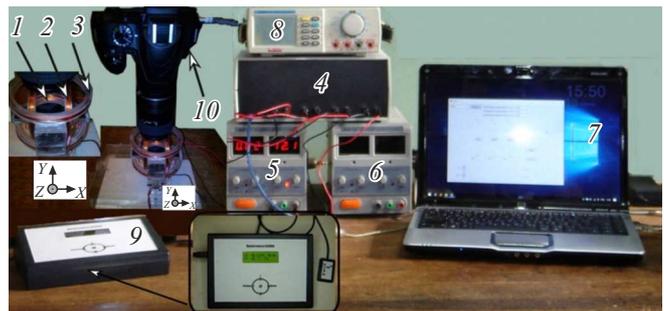


Рис. 1. Общий вид магнитооптической установки. 4 — блок коммутации, 5 — источник питания блока коммутации (*Mastech HY3003*), 6 — дополнительный источник питания блока коммутации (*Mastech HY3003*), 7 — ноутбук, 8 — мультиметр для контроля протекающих в цепях катушек токов (*Mastech M9803R*), 9 — магнитометр (*LIS3MDL*), 10 — цифровая камера для регистрации доменной структуры (*Nikon D3400*). Вставка на рис. 1: 1 — малые катушки, в основном используемые для насыщения исследуемой пленки, 2 — большие катушки, создающие перемагничивающее поле, 3 — малые катушки, используемые для компенсации поля Земли, а также создающие необходимую для наблюдения эффекта Фарадея компоненту вектора намагниченности.

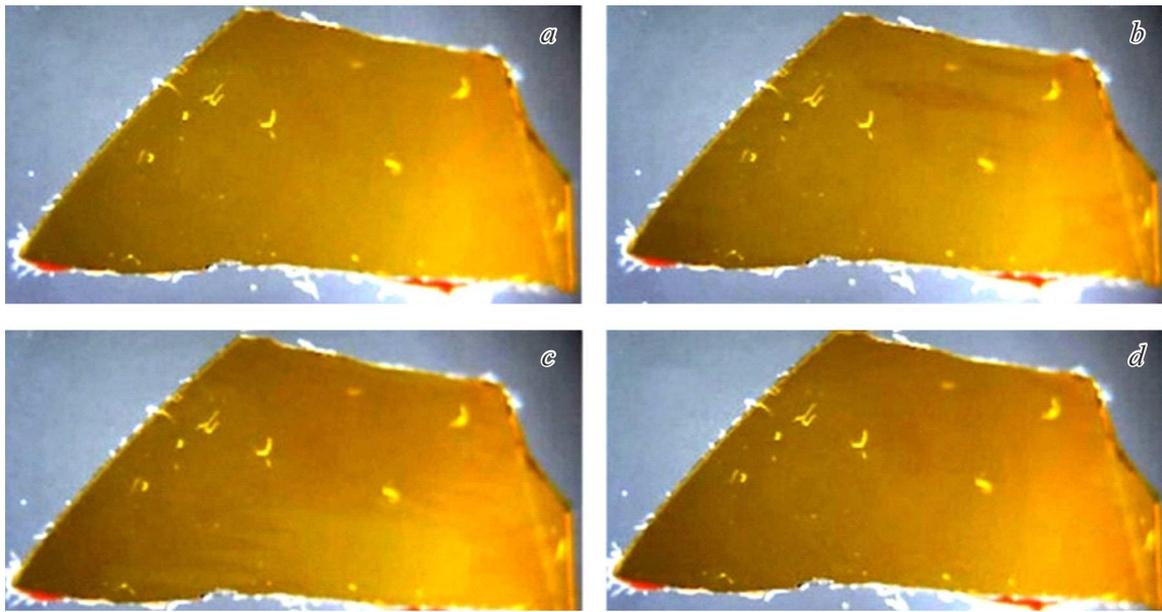


Рис. 2. Магнитооптические изображения магнитной структуры пленки феррита-граната при различной ориентации вектора напряженности магнитного поля. *a* — пленка однородно намагничена полем $H_0 = 4 \text{ Oe}$; *b* — момент зарождения доменной структуры при угле поворота вектора \mathbf{H} магнитного поля величиной 4 Oe , равного 79° ; *c* — доменная структура пленки, возникающая при угле поворота 85° ; *d* — доменная структура, возникающая в пленке при повороте вектора \mathbf{H} на угол 95° .

ченности (так как вектор намагниченности выходит из плоскости пленки не более чем на 5°).

С помощью блока сопряжения 4 (управляемого при помощи программного обеспечения, установленного на ноутбуке 7) можно создавать необходимые для экспериментальных исследований конфигурации полей (с определенными значениями напряженности данных полей, которые могут изменяться с шагом в 0.1 Oe). Блок сопряжения подключается к источнику питания 5 (*Mastech HY3003*), который необходим для энергетического обеспечения необходимых конфигураций полей (возможно дополнительно задействовать еще один подобный источник питания 6 для создания полей большей напряженности). Значения полей контролируются при помощи магнитометра 9 (*LIS3MDL*). Получаемые изображения доменной структуры регистрируются при помощи цифровой камеры 10 (*Nikon D3400*).

3. Экспериментальные результаты

С помощью описанной выше экспериментальной установки (рис. 1) в работе проведено исследование процесса квазистатического перемагничивания пленки феррита-граната внешним вращающимся магнитным полем. Вращающее магнитное поле создается двумя катушками Гельмгольца, расположенными перпендикулярно друг относительно друга, как показано на вставке на рис. 1. Использовался образец со следующими параметрами (характерными для подобных материалов [15]): намагниченность насыщения $M_S = 14 \text{ G}$; поле техниче-

ского насыщения $H_{\text{sat}} = 2.5 \text{ Oe}$; эффективное поле плоскостной анизотропии: $H_{K_p} = 1100 \text{ Oe}$; состав пленки — $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$; толщина $d = 4 \mu\text{m}$. Пленка имела форму трапеции со средними поперечными размерами $\approx 1 \text{ cm}$ (рис. 2). Магнитная структура в пленке наблюдалась благодаря магнитооптическому эффекту Фарадея. Поляризованный свет, проходя через намагниченную область пленки, имеющую небольшой наклон (порядка 15°) поворачивает свою плоскость поляризации на некоторый угол, пропорциональный проекции вектора намагниченности на направление луча света. Величина этой проекции будет зависеть от направления намагниченности в плоскости пленки. При наблюдении пленки через поляризатор будет фиксироваться разная интенсивность света, прошедшего через области пленки с различной ориентацией намагниченности, то есть будет регистрироваться доменная структура пленки. При однородном намагничивании пленки наблюдается приблизительно однородная освещенность пленки. На рис. 2 представлены типичные магнитооптические изображения магнитных доменных структур пленки при перемагничивании ее вращающимся магнитным полем.

Перед началом измерения пленка была однородно намагничена магнитным полем величиной $H_0 = 4 \text{ Oe}$, направленным горизонтально слева направо (рис. 2, *a*). Освещенность пленки была полностью равномерной. Далее магнитное поле квазистатически поворачивалось против часовой стрелки в плоскости пленки на угол 360° . В результате было обнаружено, что в некоторой области углов происходит разрушение однородного

Экспериментальные значения граничных углов направлений вектора напряженности магнитного поля, при которых происходит разрушение и восстановление состояния однородного намагничивания

H_p, Oe	$\varphi_1, ^\circ$	$\varphi_2, ^\circ$	$\varphi_3, ^\circ$	$\varphi_4, ^\circ$	$\varphi_2 - \varphi_1, ^\circ$	$\varphi_4 - \varphi_3, ^\circ$
4.0	79.0	95.0	260.0	274.0	16.0	14.0
9.6	80.0	88.0	260.0	268.0	8.0	8.0
14.7	80.0	86.0	260.0	266.0	6.0	6.0
20.1	80.0	85.0	260.0	265.0	5.0	5.0
25.4	80.0	84.0	260.0	264.0	4.0	4.0
31.3	80.0	83.0	260.0	263.0	3.0	3.0
36.4	80.0	83.0	260.0	263.0	3.0	3.0
39.9	80.0	83.0	260.0	263.0	3.0	3.0

намагничивания и возникает доменное упорядочение. На рис. 2, *b* показан момент зарождения доменной структуры при угле поворота вектора напряженности \mathbf{H} магнитного поля величиной 4 Oe, равного 79° . Хорошо видны темные вытянутые остrokонечные области (домены) с другой ориентацией вектора намагниченности \mathbf{M} . Направление вектора \mathbf{M} внутри домена и вне его должны быть противоположны и направлены приблизительно вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). Поэтому ориентация остrokонечного домена на рис. 2, *b* указывает направление ОЛН, которая приблизительно на $10^\circ - 11^\circ$ наклонена относительно горизонтали. На рис. 2, *c* представлена доменная структура, возникающая в исследуемой пленке при повороте вектора напряженности \mathbf{H} магнитного поля величиной 4 Oe на угол 85° . Видно, что пленка более чем наполовину перемагничивается на противоположное направление относительно ОЛН. При повороте вектора напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H} данной величины на угол 95° пленка полностью перемагничивается и становится однородно намагниченной, о чем свидетельствует приблизительно однородный световой фон всей поверхности пленки (рис. 2, *d*). При дальнейшем квазистатическом повороте вектора напряженности магнитного поля \mathbf{H} (при углах поворота в диапазоне $260^\circ - 274^\circ$) происходит разрушение состояния с однородной намагниченностью и последующее возникновение доменного упорядочения, похожего на то, что представлено на рис. 2, *b* и *c*. Отметим, что области с доменным упорядочением расположены практически симметрично, т.е. приближенно совпадают при повороте на 180° .

В таблице представлены значения углов поворота φ_1 вектора \mathbf{H} , в зависимости от величины напряженности поля $H_p = |\mathbf{H}|$, при которых происходит первое разрушение состояния с однородной намагниченностью и зарождение клиновидных магнитных доменов (см. рис. 2, *b*). При углах φ_2 восстанавливается состояние с однородной

намагниченностью пленки, т.е. пленка однородно намагничивается посредством механизма движения доменных границ. Второе разрушение состояния однородного намагничивания возникает при углах φ_3 , а при углах φ_4 опять происходит восстановление состояние с однородной намагниченностью пленки.

Из экспериментальных данных, представленных в таблице, следует, что области разрушения состояния с однородной намагниченностью пленки и возникновения магнитного доменного упорядочения происходят в двух диапазонах углов: $\varphi_2 - \varphi_1$ и $\varphi_4 - \varphi_3$. Эти области уменьшаются с увеличением величины напряженности магнитного поля H . При увеличении магнитного поля с 4 до 39.9 Oe диапазон углов, при которых наблюдается доменная структура в первом диапазоне, уменьшается с 16 до 3° , а во втором диапазоне — с 14 до 3° . Отметим, что кроме значения величины напряженности магнитного поля $H_p = 4 \text{ Oe}$, при всех остальных значениях напряженностей H_p диапазоны существования состояния с неоднородной намагниченностью первой и второй областей совпадают. Значения граничных углов φ_1 , φ_2 и φ_3 , φ_4 отличаются на 180° , кроме первых значений при $H_p = 4 \text{ Oe}$.

4. Теоретическая интерпретация экспериментальных результатов

На рис. 3 изображена горизонтальная ось X декартовой системы координат, относительно которой отсчитывался угол поворота φ вектора напряженности магнитного поля \mathbf{H} . Направление оси легкого намагничивания (ЕМА) отклонено на угол $\alpha = 10^\circ$ относительно оси X , в соответствии с направлением клиновидного домена на рис. 2, *b*. Тогда, учитывая численные значения углов φ_1 и φ_2 , представленные в таблице, приходим к выводу, что разрушения состояния с однородной намагниченностью пленки происходит при направлении напряженности

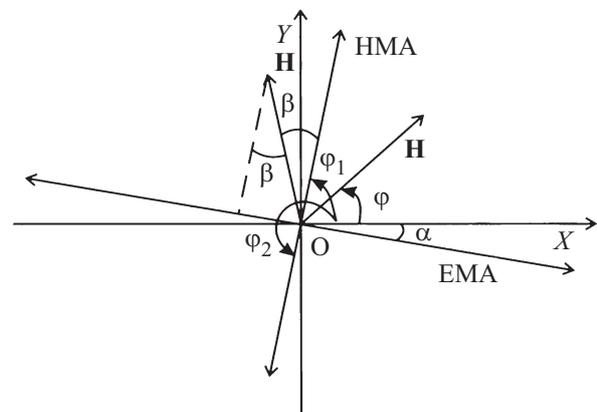


Рис. 3. Направление осей легкого (ЕМА) и трудного (НМА) намагничивания относительно горизонтальной оси X , от которой производится отчет поворота вектора напряженности магнитного поля \mathbf{H} .

внешнего магнитного поля вдоль оси трудного намагничивания (НМА).

Для интерпретации полученных экспериментальных результатов будем полагать, что разрушение состояния с однородной намагниченностью пленки при повороте вектора внешнего магнитного поля \mathbf{H} возникает при достижении направления оси трудного намагничивания. При дальнейшем повороте вектора \mathbf{H} происходит разрастание доменов с противоположной ориентацией вектора намагниченности \mathbf{M} относительно оси легкого намагничивания, о чем свидетельствуют магнитооптические изображения, представленные на рис. 2, *b, c*. При достижении угла поворота $\varphi_2 = \beta + \varphi_1$ (см. рис. 3) происходит полное перемагничивание пленки посредством механизма движения доменных границ (ДГ). Само движение ДГ вызывается составляющей магнитного поля вдоль ОЛН, равной, согласно рис. 3, значению

$$|\mathbf{H}| \cdot |\sin \beta|. \quad (1)$$

В диапазоне углов от φ_1 до φ_2 наблюдаются равновесные доменные структуры, где пондеромоторная сила обусловленная полем (1) компенсируется силой натяжения ДГ и магнитоэстатическим полем. Однако при достижении составляющей поля некоторого критического значения H_{cr} эта компенсация становится невозможной и происходит полное перемагничивание пленки за счет механизма движения доменных границ. На основании вышесказанного можно записать соотношение для условия полного перемагничивания пленки и восстановления состояния с однородной намагниченностью пленки

$$|\mathbf{H}| \cdot |\sin \beta| = H_{cr}. \quad (2)$$

Здесь β — угол (в радианах) между вектором \mathbf{H} и направлением оси трудного намагничивания (рис. 3).

Согласно полученным экспериментальным данным угол $\beta \ll 1$, поэтому соотношение (2) можно приближенно записать в виде

$$H \cdot \beta = H \cdot \beta^\circ \cdot \pi/180^\circ = H_{cr}, \quad (3)$$

где β° — угол в градусах (значения находятся путем анализа таблицы). Получаем

$$H \cdot \beta^\circ = H_{cr} \cdot 180^\circ/\pi = \bar{H}_{cr} = \text{const}. \quad (4)$$

Следует отметить, что новая константа \bar{H}_{cr} в вышеприведенной формуле имеет размерность „Эрстед, умноженный на угловой градус“ ($\text{Oe} \cdot ^\circ$). Из соотношения (4) получаем простую теоретическую зависимость диапазона углов (в градусах), где происходит разрушение состояния с однородной намагниченностью пленки, от величины внешнего магнитного поля

$$\beta^\circ = \bar{H}_{cr}/H. \quad (5)$$

Значение константы \bar{H}_{cr} можно получить из экспериментальных данных, приведенных в таблице. Перемножая

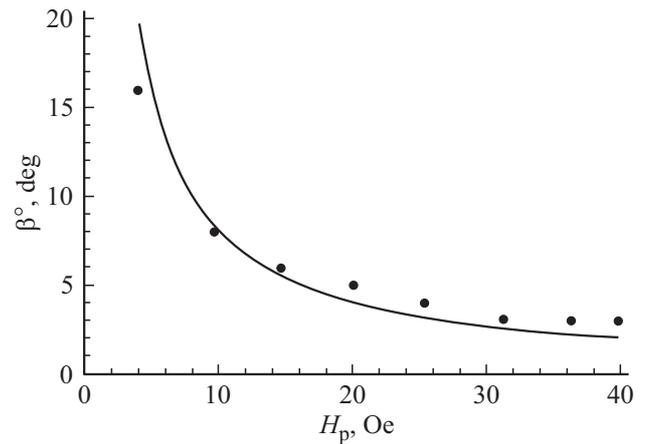


Рис. 4. Теоретическая зависимость ширины области неоднородного намагничивания β° в пленке от величины перемагничивающего поля H_p с нанесенными на нее экспериментально найденными данными.

значения первого и предпоследнего столбца и усредняя полученные значения, найдем, что $\bar{H}_{cr} = 80.6 \text{ Oe} \cdot ^\circ$. Проводя аналогичные вычисления для второго диапазона разрушения состояния с однородной намагниченностью (используя данные последнего столбца таблицы), найдем, что в этом случае $\bar{H}_{cr} = 79.6 \text{ Oe} \cdot ^\circ$. Беря среднее от этих двух значений, окончательно получим следующее значение:

$$\bar{H}_{cr} = 80 \text{ Oe} \cdot ^\circ. \quad (6)$$

График теоретической зависимости (5) угловой области разрушения состояния с однородной намагниченностью β° от величины перемагничивающего поля H_p при условии (6) и соответствующая ей экспериментальная зависимость, полученная из таблицы, представлены на рис. 4.

Из рис. 4 следует, что теоретическая зависимость области, где происходит разрушение состояния однородного намагничивания пленки, достаточно хорошо совпадает с полученными экспериментальными данными.

5. Заключение

Как было отмечено во Введении, во многих устройствах спинтроники используются однородно намагниченные пленочные магнитные элементы. При этом важным для нормальной работы этих устройств является то обстоятельство, чтобы под воздействием магнитного поля эти пленочные элементы перемагничивались однородно. Проведенные в настоящей работе исследования показали, что под воздействием магнитного поля существуют режимы, при которых разрушается состояние с однородной намагниченностью. Установленные результаты и закономерности могут помочь разработчикам устройств спинтроники избежать этих нежелательных режимов перемагничивания пленочных элементов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] E. Demirci. *J. Supercond. Nov. Magn.* **33**, 3835 (2020).
- [2] Chenying Wang, Wei Su, Zhongqiang Hu, Jiangtao Pu, Mengmeng Guan, Bin Peng, Lei Li, Wei Ren, Ziyao Zhou, Zhuangde Jiang, Ming Liu. *IEEE Trans. Magn.* **54**, 11, 1 (Art no. 2301103) (2018).
- [3] P.V. Sreevidya, Jakeer Khan, Harish C. Barshilia, C.M. Ananda, P. Chowdhury. *JMMM* **448**, 298 (2018).
- [4] Chong-Jun Zhao, Min Li, Jian-Wei Li, Lei Ding, Jiao Teng, Guang-Hua Yu. *JMMM* **368**, 328 (2014).
- [5] Lisa Jogschies, Daniel Klaas, Rahel Kruppe, Johannes Rittinger, Piriya Taptimthong, Anja Wienecke, Lutz Rissing, Marc Christopher Wurz. *Sensors* **15**, 28665 (2015).
- [6] В.В. Амеличев, Д.А. Жуков, С.И. Касаткин, Д.В. Костюк, О.П. Поляков, П.А. Поляков, В.С. Шевцов. *Письма в ЖТФ* **47**, 10, 19 (2021).
- [7] Van Su Luong, Anh Tuan Nguyen, Quoc Khanh Hoang, Tuyet Nga Nguyen, Anh Tue Nguyen, Tuan Anh Nguyen, Van Cuong Giap. *J. Sci. Adv. Mater. Dev.* **3**, 4, 399 (2018).
- [8] V.P.C. Limeira, L.C.C.M. Nagamine, J. Geshev, D.R. Cornejo, F.J. Garanhani. *J. Phys.: Condens. Matter* **31**, 26, 1 (Art no. 265802) (2019).
- [9] Sadhana Singh, Pawan Kumar, Ajay Gupta, Dileep Kumar. *JMMM* **513**, 1 (Art no. 167186) (2020).
- [10] Si Nyeon Kim, Jun Woo Choi, Sang Ho Lim. *Sci. Rep.* **9**, 1 (Art no. 1617) (2019).
- [11] Sabpreet Bhatti, Rachid Sbiaa, Atsufumi Hirohata, Hideo Ohno, Shunsuke Fukami, S.N. Piramanayagam. *Mater. Today* **20**, 9, 530 (2017).
- [12] В.В. Амеличев, Д.В. Васильев, П.А. Поляков, Д.В. Костюк, П.А. Беляков, С.И. Касаткин, О.П. Поляков, Ю.В. Казаков. *ФММ* **124**, 5, 1 (2023).
- [13] Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Р.С. Заворницын, А.Ю. Павлова, И.К. Максимова, Т.П. Криницина, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов. *ФММ* **120**, 7, 710 (2019).
- [14] А.В. Матюнин, Г.М. Николадзе, П.А. Поляков. *Изв. РАН. Сер. физ.* **86**, 9, 1239 (2022).
- [15] О.С. Колотов, А.В. Матюнин, Г.М. Николадзе, П.А. Поляков. *ФТТ* **10**, 1892 (2017).

Редактор К.В. Емцев