

05.08.10

Стохастическое спонтанное переключение намагниченности синтетического антиферромагнетика $GdFeCo/Ir/GdFeCo$ с перпендикулярной анизотропией

© М.В. Бахметьев¹, О.С. Дмитриев², Р.А. Валеев³, В.П. Пискорский³,
М.В. Бурканов³, Р.Б. Моргунов^{1,2,3,¶}

¹ Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

² Тамбовский государственный технический университет, Тамбов, Россия

³ Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов НИЦ „Курчатовский институт“, Москва, Россия

¶ E-mail: spintronics2022@yandex.ru

Поступила в Редакцию 24 мая 2024 г.

В окончательной редакции 24 мая 2024 г.

Принята к публикации 25 мая 2024 г.

Установлены статистические закономерности самопроизвольного перемагничивания синтетического ферромагнетика $GdFeCo/Ir/GdFeCo$ с перпендикулярной анизотропией в диапазонах магнитных полей, близких, но не равных критическим полям переключения четырех стабильных состояний намагниченности P^+ , AP^+ , AP^- и P^- , соответствующих двум параллельным (P^+ , P^-) и двум антипараллельным (AP^+ , AP^-) взаимным направлениям намагниченности толстого и тонкого слоев $GdFeCo$. Вместо резкого переключения между состояниями AP^+ и AP^- в критическом поле, в наших опытах наблюдается самопроизвольное переключение намагниченности, задержанное на интервал времени, стохастически изменяющийся от опыта к опыту. Статистический анализ серии временных зависимостей намагниченности выявил уменьшение средней длительности задержки по мере приближения к критическому полю.

Ключевые слова: динамика перемагничивания, синтетические ферромагнетики, магнитная релаксация.

DOI: 10.61011/FTT.2024.07.58394.135

1. Введение

Тонкие магнитные пленки, содержащие два связанных обменным взаимодействием ферромагнитных слоя, широко применяются в устройствах магнитной памяти и магнитных сенсорах [1–3]. Динамика перемагничивания в этих системах является объектом большого интереса и интенсивных исследований в течение последних нескольких десятилетий. Структуры FM/NM/FM с антиферромагнитно связанными ферромагнитными слоями и перпендикулярной намагниченностью представляют особый интерес, поскольку облегчают магнитную запись информации. В зависимости от материала и толщины ферромагнитных слоев в таких структурах могут быть достигнуты самые разные режимы перемагничивания [4–6]. Необходимо различать перемагничивание отдельных пленок, из которых состоит синтетический ферромагнетик и перемагничивание в целом мультипленочного образца, в котором между слоями имеется обменное взаимодействие. Даже в случае всего двух ферромагнитных слоев возникают взаимодействия между доменами в соседних слоях, которые могут приводить к немонотонной релаксации намагниченности [7,8].

Механизм перемагничивания одиночной пленки играет решающую роль в практическом применении гетероструктур. Каждый тип перемагничивания отвечает определенной временной зависимости намагниченности одиночного слоя во внешнем магнитном поле [9]. Когерентное перемагничивание происходит очень быстро и способствует снижению шума Баркгаузена [10]. Оно позволяет применять гетероструктуры в магниторезистивных датчиках, где когерентность перемагничивания приводит к улучшению чувствительности к слабому магнитному полю. Если перемагничивание одиночных пленок в составе многослойного устройства не когерентно, а перемагничивание происходит за счет зарождения магнитных доменов, эти системы также имеют многообещающие применения в платформах биодетектирования [11]. В частности, существование локального перемагничивания, которое не распространяется на всю площадь тонкой пленки синтетического антиферромагнетика, облегчает применение в платформах биодетектирования „lab-on-chip“ [11]. Структуры с доменными стенками имеют множество потенциальных применений в устройствах быстрого переключения намагничивания и запоминающих устройствах, где информация может храниться локально на определенном участке пленки, а полученная конфигурация доменов может быть пере-

дана с любой другой выбранной области этой пленки посредством магнитного, электрического и оптического контролируемого распространения доменов [12,13].

Большинство релаксационных процессов в одиночных тонких пленках можно описать логарифмическими [14], экспоненциальными [15] и степенно-экспоненциальными законами [16]. В частности, системы с конкурирующим зарождением и распространением доменов могут быть описаны степенно-экспоненциальным законом релаксации Авраами–Колмогоровым [17] и уравнениями Лабруна–Фатуццо [18]. В зависимости от соотношения вкладов зарождения доменов и распространения доменных стенок в процесс перемагничивания динамика перенамагничивания может описываться модифицированными экспоненциальными законами. Полученные индексы экспонент и параметры степенного закона в приближениях Лабруна–Фатуццо дают количественный подход к описанию конкуренции между зарождением и распространением доменов, будучи чувствительными к форме доменов и фрактальности доменных границ в большинстве существующих синтетических ферри-магнетиков.

Некоторые синтетические ферримагнетики демонстрируют нелинейные магнитные возбуждения, которые невозможно описать с помощью упомянутых выше моделей [19,20]. В частности, это происходит в структурах с сильным вкладом Дзялошинского–Мория, приводящей к специфичным спиновым конфигурациям на доменных границах [19]. Другая система, обнаруживающая нелинейную динамику перемагничивания, представляет собой синтетический ферримагнетик, подвергнутый воздействию такой температуры и магнитного поля, что в системе одновременно распространяются более двух типов магнитных доменов, связанных между собой обменным взаимодействием [20]. Возросший в последние годы интерес к этим системам обусловил более глубокие исследования перемагничивания в синтетических ферримагнетиках, сопровождающиеся выявлением множественных типов нелинейных магнитных релаксаций в интерфейсно-связанных магнитных наноструктурах. В частности, в [7] было показано, что переходы между состояниями P^+ , AP^+ , AP^- и P^- могут происходить в такой последовательности, которая включает промежуточное метастабильное состояние. Потенциальные барьеры этих переходов могут регулироваться температурой так, что даже в условиях внешнего магнитного поля, недостаточного для преодоления потенциального барьера, переход между состояниями все равно происходит под действием термических флуктуаций, которые имеют определенное время ожидания.

В настоящей работе мы изучаем динамическое перемагничивание в синтетических ферримагнетиках $GdFeCo/Ir/GdFeCo$, содержащих два ферримагнитных слоя $GdFeCo$, антиферромагнитно связанных друг с другом через слой немагнитного металла Ir . Ферримагнетики $GdFeCo$ представляют собой весьма перспективные объекты исследования потому, что обладают точкой

компенсации вблизи комнатной температуры, что позволяет реализовывать в них полностью оптическое переключение намагниченности фемтосекундным лазерным импульсом и делает их необходимыми для оптической магнитной записи информации [21]. Отметим, что и тепловая оптическая запись на CD-диски тоже использует сплав $GdFeCo$ в качестве активного ферромагнитного материала, размагничиваемого лазерным нагревом.

Целью работы является установление закономерностей перемагничивания данной структуры в зависимости от установленного магнитного поля, не совпадающего с полем переключения, т. е. в таких условиях, когда термические флуктуации с определенным временем ожидания переводят систему в другое стабильное состояние.

2. Методика и образцы

Многослойная гетероструктура

$Pt(5.6 \text{ nm})/Cu(4 \text{ nm})/Gd_{0.25}[Fe_{0.9}Co_{0.1}]_{0.75}(5.2 \text{ nm})/Ir(0.6 \text{ nm})/Gd_{0.25}[Fe_{0.9}Co_{0.1}]_{0.75}(4.2 \text{ nm})/Cu(5.6 \text{ nm})/Ta(5 \text{ nm})$ была получена методом магнетронного напыления на подложку Si/SiO_2 с термически выращенным оксидным слоем толщиной 100 nm. Поверхность подложки перед напылением травили высокочастотной плазмой Ar мощностью 50 W при давлении $1 \cdot 10^{-2}$ mbar в течение 5 min. Для получения однородной тонкой пленки держатель образца вращался со скоростью $\sim 10\text{--}30$ rpm. Затравочный слой Ta был необходим для буферизации дефектов подложки и облегчения образования текстуры $Cu(111)$, благоприятной для образования аморфного слоя $GdFeCo$. Поверх всех слоев напылялась Pt для предотвращения окисления нижних слоев структуры. Медь была необходима для дополнительного улучшения перпендикулярной магнитной анизотропии $GdFeCo$.

Временные зависимости магнитного момента регистрировались с помощью магнитометрической системы MPMS-3 SQUID-VSM Quantum Design. Последовательность переключения магнитного поля представлена на рис. 1, *a*. Для поддержания одинакового исходного состояния образца перед записью каждой временной зависимости магнитного момента образец сначала выдерживался в поле $H_1 = +4$ kOe в течение 2 min, что приводило к одинаковой ориентации намагниченности слоев и их насыщению (рис. 1, *b*). Это поле превышало поле насыщения 3.5 kOe (рис. 2).

После этого магнитное поле переключалось с линейной скоростью не более 100 Oe/s до поля H_2 , которое лежало в интервале от +2.7 до -2.7 kOe (рис. 1, *b*). В этом поле тонкий слой $GdFeCo$ находился в режиме ожидания переключения намагниченности, скачок которой в наших опытах был индикатором случившегося перехода (рис. 1, *c*). Чтобы зарегистрировать этот скачок, после достижения поля H_2 начиналась запись временной зависимости $M(t)$ в течение 100 min. После ожидания в течение этого времени измерения прекращали и устанавливали поле $H_3 = -4$ kOe, которое со-

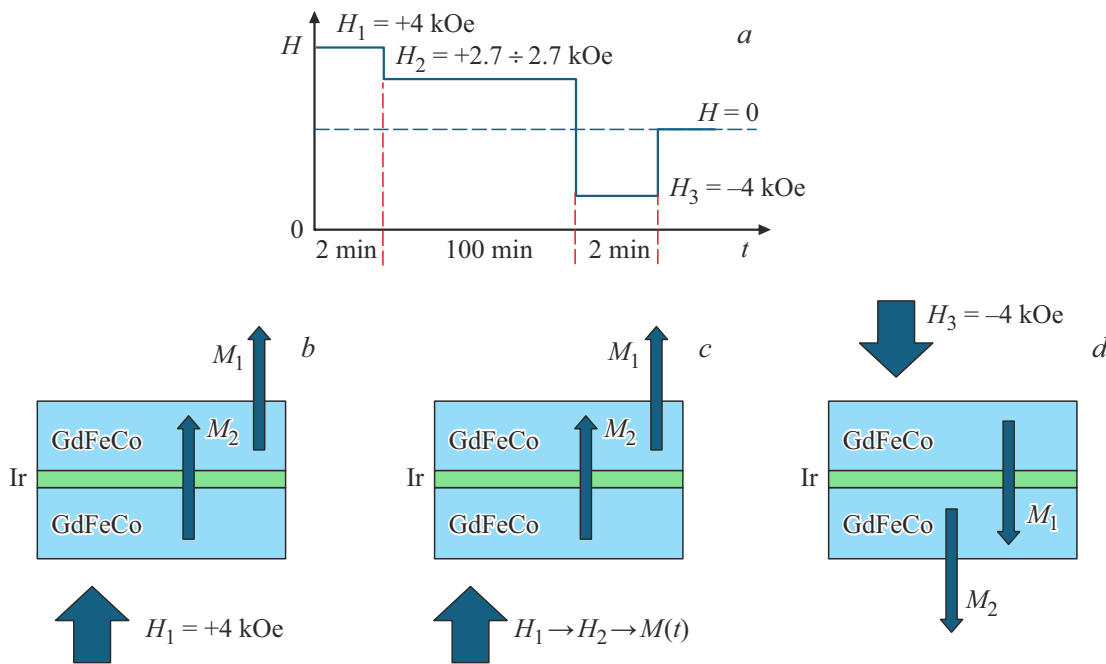


Рис. 1. Схема переключения поля в единичном цикле эксперимента по получению временных зависимостей магнитного момента (a). Насыщение образца в поле $H_1 = +4$ kOe (b). Переключение поля с H_1 на H_2 , лежащем в диапазоне от $+2.7$ до -2.7 kOe, и запись временной зависимости магнитного момента (c). Насыщение образца в обратном поле $H_3 = -4$ kOe (d). Далее внешнее магнитное поле уменьшали до нуля перед началом следующего цикла.

ответствовало обратной намагниченности обоих слоев и поддерживалось включенным в течение 2 min (рис. 1, c). Далее магнитное поле выключали. Насыщение образца в полях $H_1 = +4$ и $H_3 = -4$ kOe проводилось с целью унифицировать исходное магнитное состояние образца перед каждым измерением $M(t)$, а также, чтобы избежать эффектов остаточного поля в сверхпроводящем магните СКВИДа.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Сначала мы получили петлю магнитного гистерезиса $M(H)$ для выявления полей переключения структуры GdFeCo/Ir/GdFeCo в легкой оси намагничивания. Петля гистерезиса $M(H)$ содержит четыре перехода: $P^+ \rightarrow AP^+$ в поле $+2200$ Oe (1), $AP^+ \rightarrow AP^-$ (2) и обратный ему $AP^- \rightarrow AP^+$ в поле 720 Oe и $AP^- \rightarrow P^-$ в поле -2200 Oe (3) (рис. 2).

Затем мы установили поле $H_1 = +4$ kOe, переключили его на величину $H_2 = +2700$ Oe и записали временную зависимость магнитного момента образца в течение 100 min. Далее в каждой следующей итерации мы постепенно уменьшали прикладываемое поле H_2 и снова записывали временную зависимость в течение следующих 100 min. Результат такого эксперимента с разными полями H_2 , близкими к критическим полям переходов P^- , AP^- , AP^+ и P^+ , представлен на рис. 3.

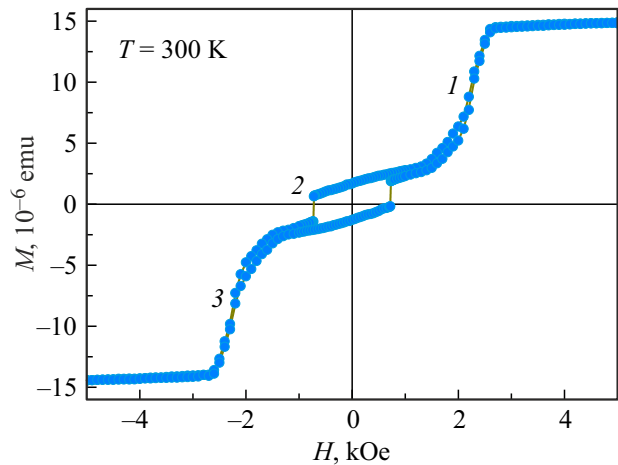


Рис. 2. Петля магнитного гистерезиса $M(H)$ при $T = 300$ K. Цифры 1, 2 и 3 обозначают переходы $P^+ \rightarrow AP^+$, $AP^+ \rightarrow AP^-$ и $AP^- \rightarrow P^-$.

В общей сложности эксперимент продлился 94 h и были записаны 53 зависимости $M(t)$.

Видно, что переходы $P^+ \rightarrow AP^+$ и $AP^- \rightarrow P^-$ сопровождаются изменениями магнитного момента, зависящими от времени (рис. 3, a и d). Однако эти изменения не превышают нескольких процентов от полной разницы намагниченностей в P^- и AP^- состояниях и соответствуют магнитной релаксации в одиночных ферромагнитных слоях, а не взаимному переключению

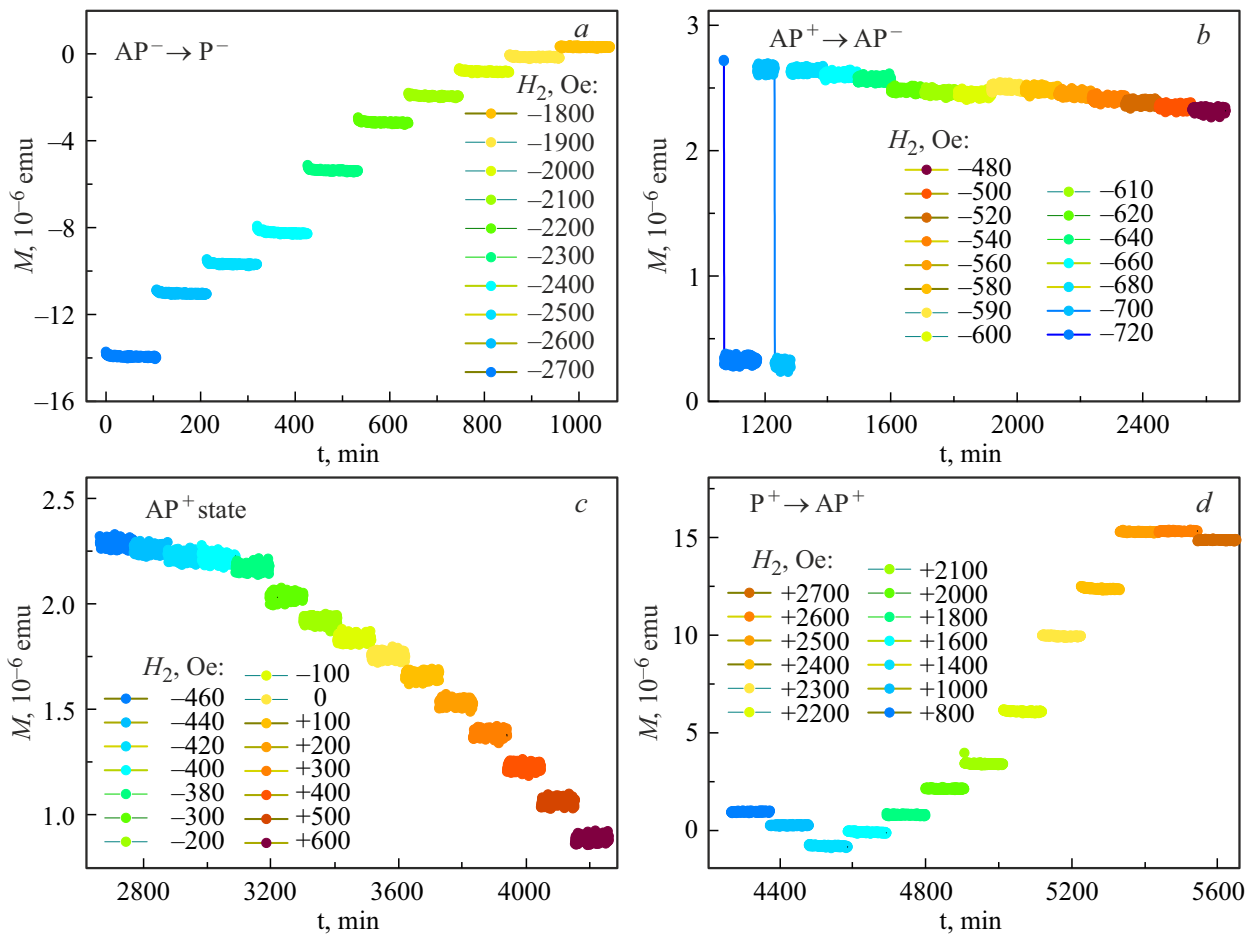


Рис. 3. Набор зависимостей $M(t)$ для переходов $AP^- \rightarrow P^-$ (a), $AP^+ \rightarrow AP^-$ (b), AP^+ (c) и $P^+ \rightarrow AP^+$ (d).

их намагниченностей. Переход из состояния AP^+ в AP^- происходит резко и каждый раз (рис. 3, b). Мы определили амплитуду переключений ΔM для каждой временной зависимости магнитного момента $M(t)$ от прикладываемого поля H_2 . Зависимость $\Delta M(H_2)$ представлена на рис. 4. Видно, что существенные изменения магнитного момента, равные тем, которые ожидаются при переходах $AP^- \rightarrow AP^+$ и $AP^+ \rightarrow AP^-$ наблюдаются только в поле вблизи 720 Oe.

Когда поле H_2 становится равным полю переключения (-720 Oe) переход происходит сразу. Однако, когда поле переключается на $H_2 = -700$ Oe, первоначально намагниченность не меняется со временем. После некоторой задержки происходит резкое переключение между состояниями AP^+ и AP^- , поэтому намагниченность менялась между двумя значениями, соответствующими этим состояниям, за время, меньшее времени записи данных каждой экспериментальной точки (~ 10 s). Регистрация нескольких серий зависимостей $M(t)$ в одинаковом поле H_2 показывает, что время задержки представляет собой случайно распределенную величину. Для характеристики этой стохастичности во времени задержки перематывания

$AP^+ \rightarrow AP^-$ была записана серия из 27 зависимостей $M(t)$ в критическом поле $H_2 = -720$ Oe и в полях -700 Oe и -680 Oe, близких к критическому полю (рис. 5). Все зависимости $M(t)$ записывались в течение 30 min.

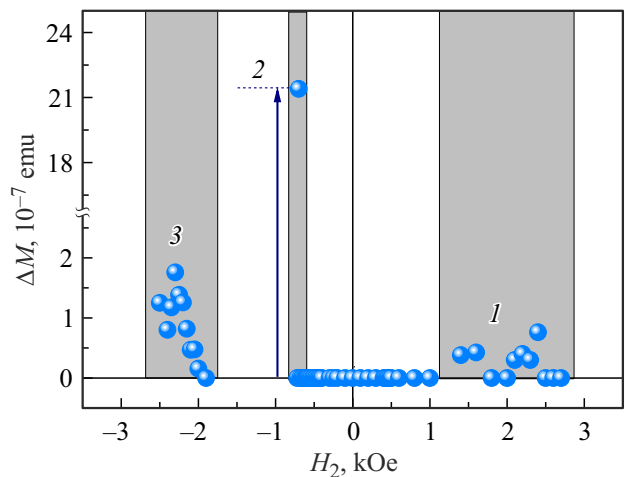


Рис. 4. Изменения магнитного момента образца ΔM , полученные из кривых $M(t)$ на рис. 3, от прикладываемого поля H_2 .

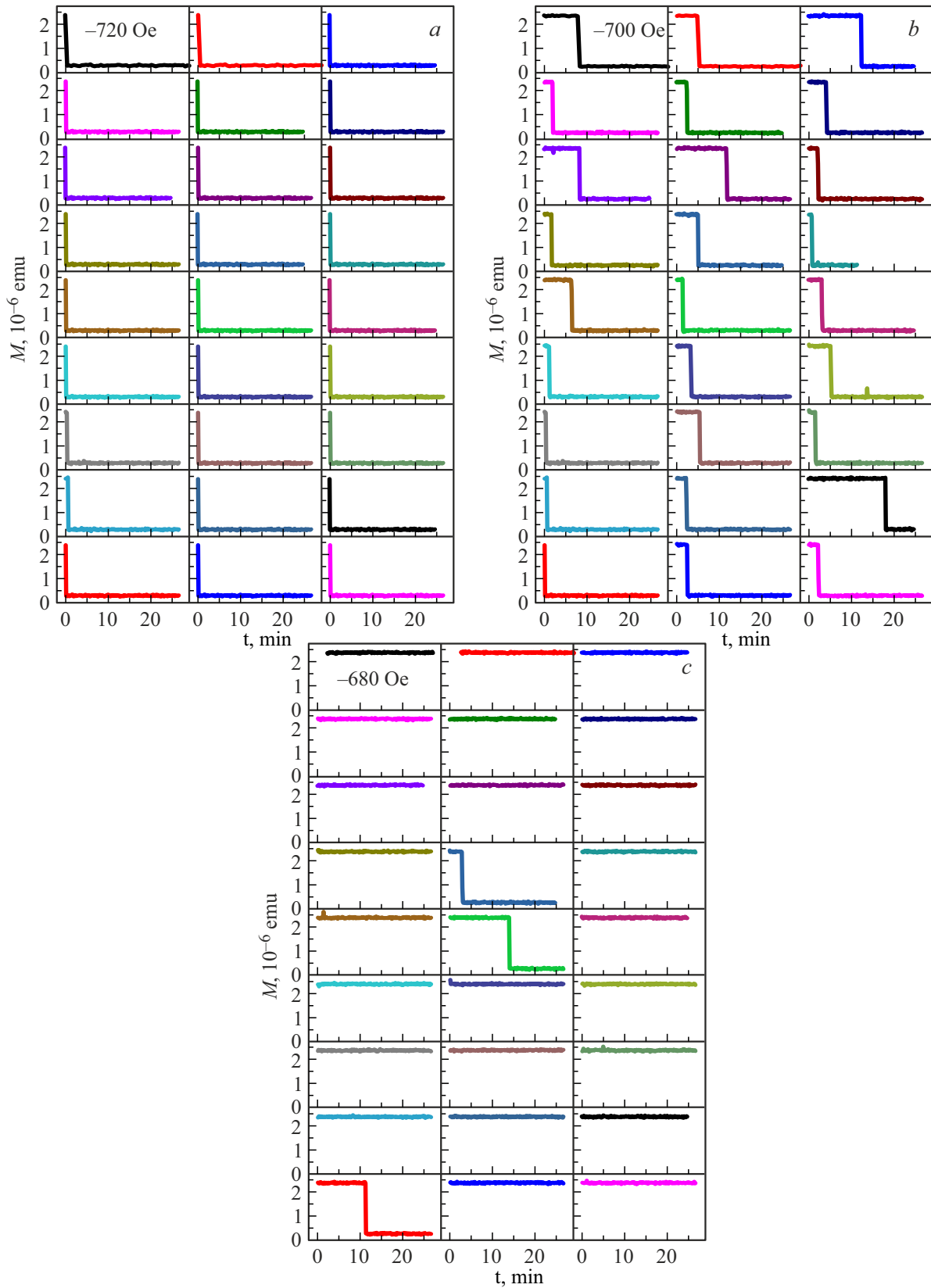


Рис. 5. Набор временных зависимостей магнитного момента при $H_2 = -720 \text{ Oe}$ (a), 700 Oe (b) и -680 Oe (c) для перехода $AP^+ \rightarrow AP^-$.

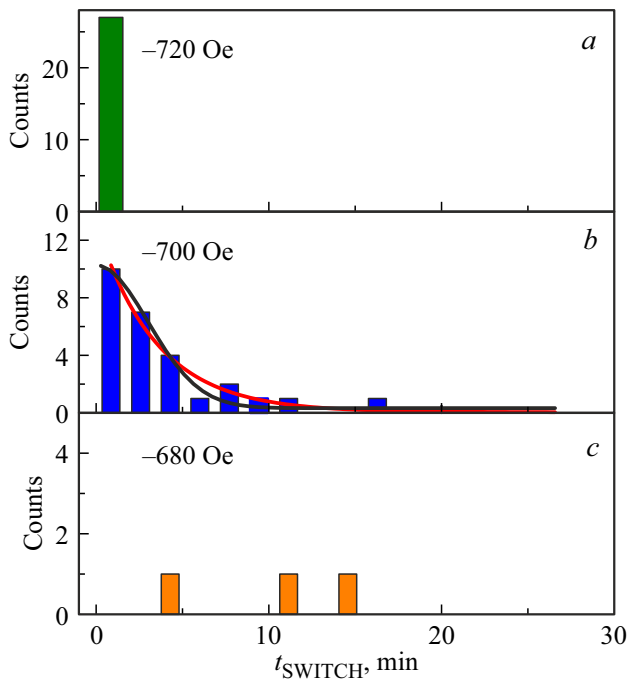


Рис. 6. Распределения вероятности переключения из состояния AP^+ в AP^- по времени задержки t_{SWITCH} , полученные в полях $H_2 = -720$, -700 и -680 Ое. На рис. 6, *b* линиями показана аппроксимация нормальным (зеленая линия) и экспоненциальным (красная линия) распределением. Для нормального распределения среднее время события ~ 3 min, а для экспоненциального ~ 4 min.

Далее мы построили распределение вероятности переключения из состояния AP^+ в AP^- по времени задержки t_{SWITCH} (рис. 6) в полях $H_2 = -720$, -700 и -680 Ое.

В поле $H_2 = -720$ Ое, которое совпадает с критическим, переход происходит всегда, и он наблюдается на первых секундах записи временной зависимости магнитного момента без задержки (рис. 6*a*). При удалении поля H_2 от критического значения в меньшую сторону, т.е. при его установке на $H_2 = -700$ Ое, на всех зависимостях $M(t)$ происходят переходы при различных значениях времени задержки, прошедшего с момента переключения поля (рис. 6, *b*). При еще большем удалении от критического поля $H_2 = -680$ Ое на большинстве зависимостей $M(t)$ переходы не происходят, по видимому, потому, что для их наблюдения требуется большее время ожидания (рис. 6, *c*). Когда поле H_2 установлено выше критического значения ($H_2 > 720$ Ое) записываемая зависимость $M(t)$ всегда начинается уже в точке AP^- и, следовательно, во время записи зависимости $M(t)$ ни одного перехода не происходит (на рисунке не показано).

Можно предполагать, что имеется по меньшей мере два альтернативных пути перехода между состояниями AP^+ и AP^- , подобно тому, как это было теоретически показано для структур $CoFeB/Ta/CoFeB$ в [8]. Первый путь прямой, для которого имеется достаточно

высокий потенциальный барьер, и второй путь через состояние P^- , в котором система оказывается быстрее. В результате такой конкуренции время задержки зависит от термических флуктуаций, такое активируемое поведение переключения намагниченности через один магнитный энергетический барьер описывается формулой Аррениуса–Нееля:

$$\tau = \tau_0 e^{E_M/k_B T}, \quad (1)$$

где τ — среднее время переключения термически активированного события через один энергетический барьер (E_M) при заданной температуре (T), k_B — константа Больцмана и τ_0 — характерное время намагничивания. Наблюдаемое поведение перемагничивания при переходе $AP^+ \rightarrow AP^-$ указывает на новый класс поведения перемагничивания в синтетических ферромагнетиках, в котором система имеет очень высокий энергетический барьер, вызывающий зарождение магнитного домена, однако при этом барьеры для распространения домена значительно ниже, что позволяет практически мгновенно распространяться доменными границами. В таком приближении время ожидания определяется величиной магнитного поля, которое уменьшает величину барьера E_M и соответствующее время ожидания зависит от поля $\tau(H)$.

4. Заключение

Обнаружено стохастическое переключение намагниченности при переходе $AP^+ \rightarrow AP^-$ в системе $GdFeCo/Ir/GdFeCo$, находящейся в поле, близком к полю переключения. Переключение между состояниями проявляется в резком изменении намагниченности, которое происходит с задержкой после установки значения переключающего поля. Задержка во времени распределена по экспоненциальному закону. При этом удаление значения переключающего поля от его критического значения приводит к увеличению среднего времени задержки. Стохастическое переключение намагниченности объясняется временем ожидания термической флуктуации, способной привести к появлению зародыша намагниченности, который затем быстро распространяется по всей пленке. По мере приближения поля к критическому значению время ожидания появления такого зародыша становится короче.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках тематической карты Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН 124013100858–3.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche, M. Samant. *Proc. IEEE* **91**, 5, 661 (2003).
- [2] C. Dong, X. Liang, J. Gao, H. Chen, Y. He, Y. Wei, M. Zaeimbashi, A. Matyushov, C. Sun, N.X. Sun. *Adv. Electron. Mater.* **8**, 6, 2200013 (2022).
- [3] L. Jogschies, D. Klaas, R. Kruppe, J. Rittinger, P. Taptimthong, A. Wienecke, L. Rissing, M.C. Wurz. *Sensors* **15**, 11, 28665 (2015).
- [4] S. Mohanty, M. Sharma, A.K. Moharana, B. Ojha, E. Pandey, B.B. Singh, S. Bedanta. *JOM* **74**, 7, 2319 (2022).
- [5] R.Q. Zhang, G.Y. Shi, J. Su, Y.X. Shang, J.W. Cai, L.Y. Liao, F. Pan, C. Song. *Appl. Phys. Lett.* **117**, 21, 212403 (2020).
- [6] F. Yildiz, M. Przybylski, J. Kirschner. *J. Appl. Phys.* **105**, 7, 07C312 (2009).
- [7] R. Morgunov, Y. Lu, M. Lavanant, T. Fache, X. Deveaux, S. Migot, O. Koplak, A. Talantsev, S. Mangin. *Phys. Rev. B* **96**, 5, 054421 (2017).
- [8] T. Fache, H.S. Tarazona, J. Liu, G. L'vova, M.J. Applegate, J.C. Rojas-Sanchez, S. Petit-Watelot, C.V. Landauro, J. Quispemarcato, R. Morgunov, C.H.W. Barnes, S. Mangin. *Phys. Rev. B* **98**, 6, 064410 (2018).
- [9] H. Xi, K.-Z. Gao, J. Ouyang, Y. Shi, Y. Yang. *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 29, 295220 (2008).
- [10] G. Durin, C. Beatrice, C. Appino, V. Basso, G. Bertotti. *J. Appl. Phys.* **87**, 9, 4768 (2000).
- [11] P. Sengupta, K. Khanra, A.R. Chowdhury, P. Datta. *Bioelectron. Med. Dev.* **4**, 6, 47 (2019).
- [12] Z. Li, J. Su, S.-Z. Lin, D. Liu, Y. Gao, S. Wang, H. Wei, T. Zhao, Y. Zhang, J. Cai, B. Shen. *Nature Commun.* **12**, 9, 5604 (2021).
- [13] R. Tolley, T. Liu, Y. Xu, S.L. Gall, M. Gottwald, T. Hauet, M. Hehn, F. Montaigne, E.E. Fullerton, S. Mangin. *Appl. Phys. Lett.* **106**, 24, 242403 (2015).
- [14] P.I. Gerevenkov, D.V. Kuntu, I.A. Filatov, L.A. Shelukhin, M. Wang, D.P. Pattnaik, A.W. Rushforth, A.M. Kalashnikova, N.E. Khokhlov. *Phys. Rev. Mater.* **5**, 9, 094407 (2021).
- [15] U. Atxitia, J. Barker, R.W. Chantrell, O. Chubykalo-Fesenko. *Phys. Rev. B* **89**, 22, 224421 (2014).
- [16] K. Ishida, D.E. MacLaughlin, Ben-Li Young, K. Okamoto, Y. Kawasaki, Y. Kitaoka, G.J. Nieuwenhuys, R.H. Heffner, O.O. Bernal, W. Higemoto, A. Koda, R. Kadono, O. Trovarelli, C. Geibel, F. Steglich. *Phys. Rev. B* **68**, 18, 184401 (2003).
- [17] S.S. Das, G. Kopnov, A. Gerber. *Molecules* **25**, 16, 3597 (2020).
- [18] A. Talantsev, Y. Lu, T. Fache, M. Lavanant, A. Hamadeh, A. Aristov, O. Koplak, R. Morgunov, S. Mangin. *J. Phys.: Condens. Matter* **30**, 13, 135804 (2018).
- [19] P. Kuswik, M. Matczak, M. Kowacz, K. Szuba-Jablonski, N. Michalak, B. Szymanski, A. Ehresmann, F. Stobiecki. *Phys. Rev. B* **97**, 2, 024404 (2018).
- [20] Ł. Frąckowiak, F. Stobiecki, G.D. Chaves-O'Flynn, M. Urbaniak, M. Schmidt, M. Matczak, A. Maziewski, M. Reginka, A. Ehresmann, P. Kuświk. *Sci. Rep.* **11**, 1, 1041 (2021).
- [21] J. Hohlfeld, T. Gerrits, M. Bilderbeek, T. Rasing, H. Awano, N. Ohta. *Phys. Rev. B* **65**, 1, 012413 (2001).

Редактор Т.Н. Василевская