

05,01

Исследование динамики доменной границы в GdFeCo методом двукратной высоко скоростной фотографии

© К.Н. Prabhakara, Т.Б. Шапаева[✉], В.В. Юрлов, К.А. Звездин, А.К. Звездин, С.С. Davies, А. Tsukamoto, А.И. Кирилюк, Th. Rasing, А.В. Кимель

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

[✉]E-mail: shapaeva@mail.ru

Поступила в Редакцию 25 октября 2022 г.

В окончательной редакции 25 октября 2022 г.

Принята к публикации 1 ноября 2022 г.

Используя метод двукратной высокоскоростной фотографии, было показано, что внешнее магнитное поле запускает движение доменной стенки GdFeCo со скоростями вплоть до 1.2 km/s. Скорость доменной границы возрастает и насыщается с ростом амплитуды управляющего импульса магнитного поля. В отличие от более ранних экспериментов с ферритами-гранатами, влияние фемтосекундных лазерных импульсов на динамику доменной границы не обнаружено, даже если энергии импульса накачки было достаточно для перемагничивания.

Ключевые слова: ферромагнетизм, динамика доменных границ, метод высокоскоростной фотографии, эффект Фарадея.

DOI: 10.21883/FTT.2023.02.54298.506

1. Введение

В последнее время не только домены, но и доменные границы (ДГ) привлекают большой интерес для решения важных задач спинтроники, таких как создание новых логических систем и запоминающих устройств [1–4], в основе работы которых лежит управляемое движение ДГ. В настоящее время существует несколько методов управления таким смещением, среди них спинполяризованный ток, геометрические структуры и магнитное поле. Недавно было продемонстрировано, что электрический ток может запускать движение доменных границ с очень высокими скоростями вплоть до 5.7 km/s [5–7]. Эксперименты с использованием оптики также продемонстрировали возможности контроля положения ДГ с помощью света [8,9]. Кроме того, недавние исследования показали перспективность интеграции оптики со спинтроникой — оптоспинтронику как один из методов обработки магнитной информации в будущем [10,11]. Иначе говоря, изучение динамики ДГ является основой для улучшения характеристик прототипов реальных устройств в будущем.

Открытие полностью оптического перемагничивания [12–14] продемонстрировало возможность управления магнитным порядком, используя свет в ферромагнитных соединениях, которые состоят из редкоземельных элементов и переходных металлов. Кроме того, эксперименты по температурной зависимости скорости движения ДГ в таких соединениях показали ускорение доменной границы в окрестности температуры компенсации углового момента (T_A) [15,16]. Таким образом, исследование динамики ДГ, а также изучение влияния мощных оптических импульсов на скорость доменной границы в соединениях GdFeCo является актуальным.

В настоящей работе с помощью метода, объединяющего двукратную высокоскоростную фотографию и метод накачки-зондирования, была исследована динамика доменных границ в соединении GdFeCo при комнатной температуре, а также влияние света на движущуюся доменную границу.

2. Эксперимент

Исследование динамики доменной границы в GdFeCo проводили с помощью метода двукратной высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея [17]. В настоящей работе метод двукратной фотографии с использованием фемтосекундного лазера был объединен с методом накачка-зондирования [18]. В эксперименте была использована геометрия: импульс зондирования 1–импульс накачки–импульс зондирования 2. Такая схема позволяет не только исследовать динамику доменной границы в прозрачном ферромагнетике, но и фиксировать влияние на нее импульса накачки. Идея эксперимента с двумя зондирующими импульсами и одним импульсом накачки представлена на рис. 1. Импульсы накачки и зондирования имели длительность 70 fs и длину волны 400 и 800 nm соответственно. Задержка между зондирующими импульсами составляла $\Delta t = 10$ ns.

Положение единственной доменной границы стабилизировали с помощью градиентного магнитного поля, которое создавали постоянные магниты (рис. 1, а). Величина градиентного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости образца, составляла около 0.3 T/cm. Помимо компоненты, направленной вдоль оси z , градиентные магниты создавали плоскостное

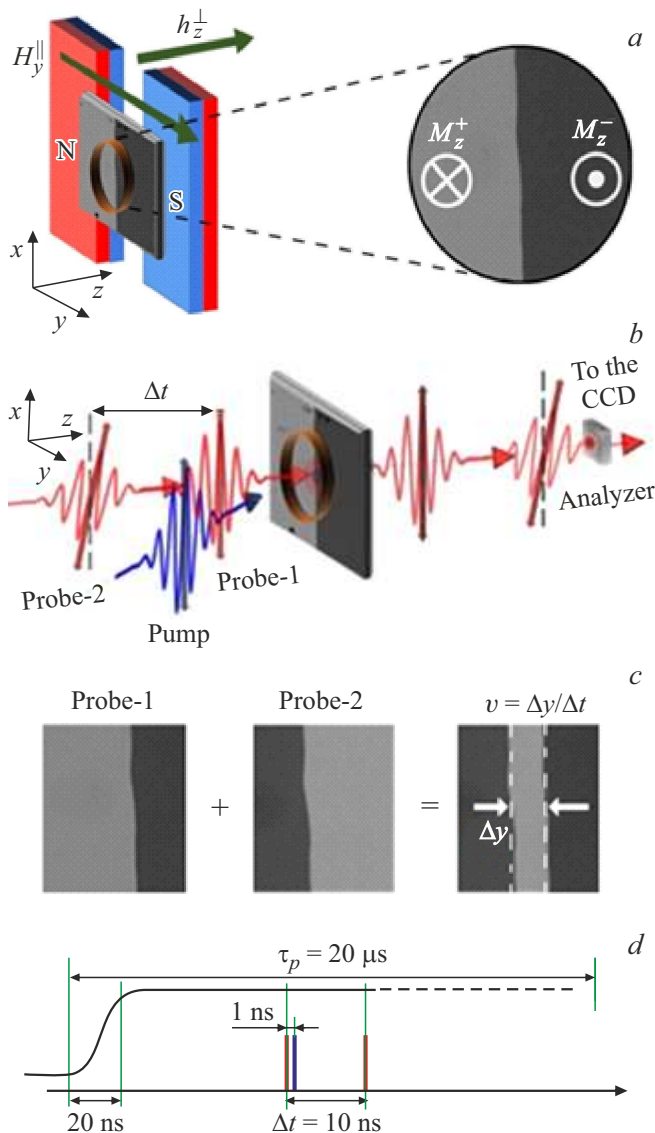


Рис. 1. Объединение двукратной фотографии и метода накачки-зондирования. (a) Создание единственной доменной границы в образце. M_z^+ и M_z^- — направление намагниченности в соседних доменах, H_y^{\parallel} — постоянное магнитное поле, перпендикулярное плоскости доменной границы, создаваемое постоянными магнитами. h_z^{\perp} — импульсное магнитное поле, управляющее динамикой доменной границы. (b) Взаимное расположение импульсов накачки и зондирования. Два оптических зондирующих импульса, разделенных временным интервалом Δt , освещают динамическую доменную границу. Импульс накачки действует на движущуюся границу через 1 ns после первого зондирующего импульса. (c) Фотографии доменной структуры, полученные с помощью каждого из лучей зондирования по отдельности, и сумма этих изображений. Ширина светлой полосы на последнем кадре Δy — это расстояние, пройденное доменной границей за интервал времени между двумя зондирующими импульсами Δt [18]. (d) Взаимное расположение импульса магнитного поля с длительностью τ_p и световых импульсов в геометрии импульс зондирования 1 — импульс накачки — импульс зондирования 2.

поле $H_y^{\parallel} \sim 0.36$ Т. Соленоиды, расположенные на поверхностях образца, создавали импульсное магнитное поле, ориентированное вдоль оси z (h_z^{\perp}). Это поле использовали для управления динамикой ДГ. Амплитуда поля h_z^{\perp} составляла от 80 до 230 мТ при длительности импульса $20 \mu s$ и длительности его переднего фронта 20 ns. Зондирующие импульсы падали на образец перпендикулярно его поверхности (рис. 1, b). Импульс накачки был ориентирован под небольшим углом к нормали образца и попадал на образец через 1 ns после первого зондирующего импульса (рис. 1, b, d). Диаметр луча импульса накачки составлял около $50 \mu m$. Направление намагниченности контролировали с помощью магнитооптического эффекта Фарадея. Первый и второй зондирующий импульсы создавали изображения двухдоменной структуры обратного контраста (рис. 1, c). Светлая полоса, возникающая при наложении этих изображений — расстояние, пройденное доменной границей за время между зондирующими импульсами. Объединение метода двукратной фотографии и метода накачка-зондирование позволяет не только исследовать динамику ДГ, но и сравнить динамику ДГ в области воздействия импульса накачки и вне ее. Все измерения проводили в стробоскопическом режиме с частотой повторения 10 Hz при комнатной температуре.

Исследуемое соединение редкоземельного (Re) и переходного металла (TM) имело состав $Gd_{23}Fe_{67.94}Co_{9.06}$ и было выращено в виде тонкой пленки в структуре стекло/SiN (5 nm)/Re-TM (20 nm)/SiN (60 nm). Следует отметить, что состав образцов в наших экспериментах был таким же, как и в работе [15]. Материал показал одноосную перпендикулярную магнитную анизотропию, что позволило наблюдать доменную структуру образца с помощью эффекта Фарадея. Как было отмечено авторами работы [15], точка компенсации в материале $T_M \sim 220$ К, температура компенсации углового момента $T_A \sim 310$ К.

ДГ начинает двигаться под действием импульсного магнитного поля. На рис. 2, a представлена зависимость смещения ДГ из положения равновесия от времени, прошедшего после начала действия импульса магнитного поля с амплитудой $h_z^{\perp} \sim 83$ мТ. Граница постепенно разгоняется до максимальной скорости, затем происходит ее торможение и остановка. Достаточно большое время разгона доменной границы до максимальной скорости (порядка $0.4 \mu s$) связано с индуктивностью катушек, создающих импульсное магнитное поле [19]. Зависимость, представленная на рис. 2, a, позволяет определить интервал времени, в течение которого скорость движения доменной границы была постоянна и максимальна при фиксированной амплитуде импульсного магнитного поля. Последующие измерения скорости движения границы для разных амплитуд магнитных полей проводили спустя $0.5 \mu s$ после начала действия импульса поля, когда доменная граница достигала своей максимальной скорости.

На рис. 2, b показаны изображения движущейся ДГ, которые получены с помощью метода двукратной фотографии. Ширина светлой полосы на изображениях

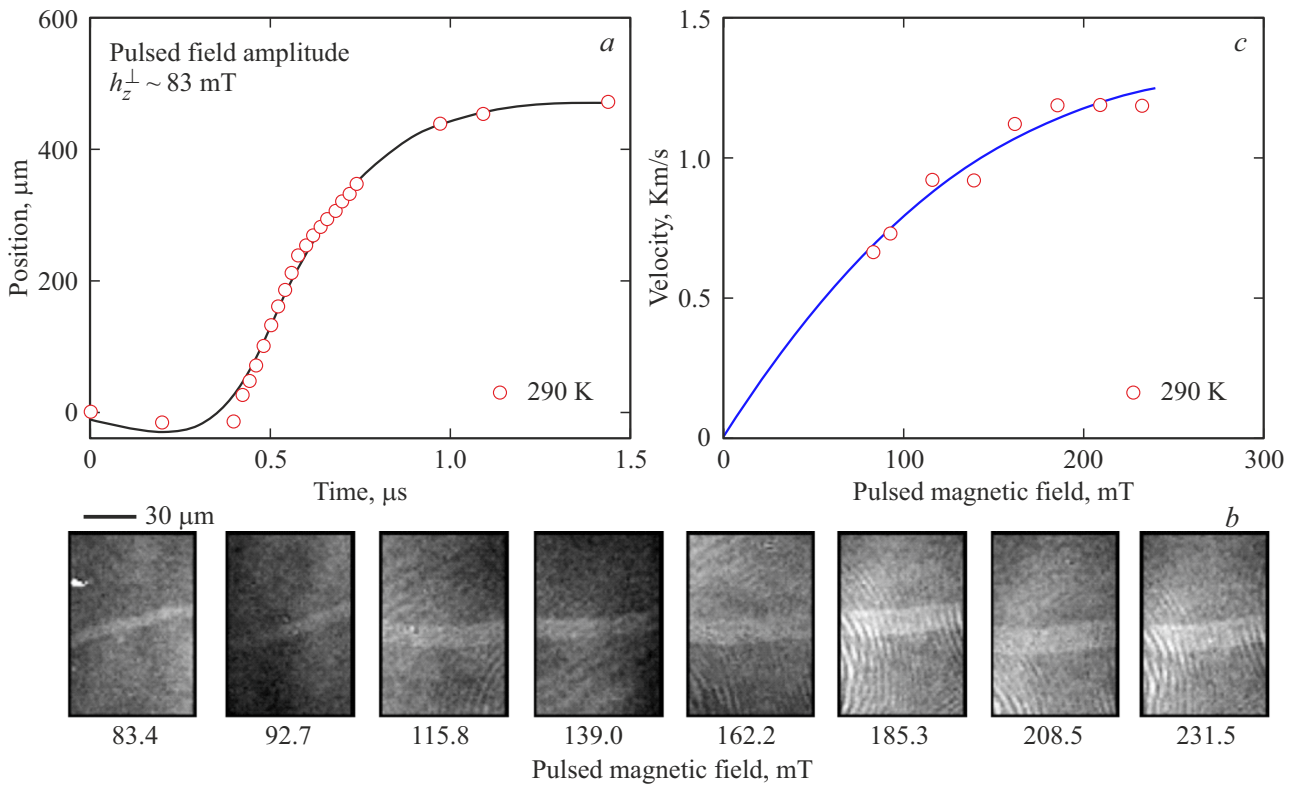


Рис. 2. Динамика ДГ в GdFeCo при комнатной температуре. (a) Зависимость смещения доменной границы x от времени при амплитуде импульсного поля $h_z^\perp \sim 83$ мТ. Сплошная черная линия показывает общую тенденцию. (b) Двукратные фотографии динамической доменной границы полученные спустя $0.5 \mu\text{s}$ после начала действия импульса магнитного поля. Белая полоса на изображениях показывает расстояние, пройденное доменной границей для различных значений амплитуд импульсного поля h_z^\perp . (c) Зависимость скорости движения доменной границы от амплитуды импульсного магнитного поля h_z^\perp . Сплошная синяя линия — кривая, рассчитанная с помощью уравнения (1).

соответствует расстоянию, пройденному ДГ за время между двумя зондирующими импульсами. Величина магнитного поля, приводящего в движение ДГ, указана под изображениями. На всех фотографиях граница движется сверху вниз. Следует отметить, что и верхний, и нижний край светлой полосы на всех фотографиях достаточно ровный, уширения динамической доменной границы не наблюдается.

Используя фотографии, аналогичные представленным на рис. 2 b, была получена зависимость скорости ДГ от импульсного магнитного поля, показанная на рис. 2, c. Точность определения скорости границы была не хуже 0.05 km/s. Скорость ДГ увеличивается с ростом магнитного поля h_z^\perp и достигает насыщения в полях выше 250 mT, как показано на рис. 2, c. Сплошная синяя линия соответствует данным, определенным функцией $v(h_z^\perp)$:

$$v(h_z^\perp) = \frac{\mu h_z^\perp}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu h_z^\perp}{c}\right)^2}} \quad (1)$$

здесь $\mu \sim 9.2$ km/s/T — подвижность ДГ, скорость насыщения $c \sim 1.5$ km/s. Уравнение (1) ранее уже было использовано для описания зависимости $v(h_z^\perp)$ авторами

работ [17,20,21]. Следует отметить, что подвижность доменной границы при 290 K, измеренная авторами работы [15], составляет ~ 10 km/s/T, что соответствует значению подвижности в нашем эксперименте.

Используя уравнение (7) из работы [22], можно оценить величину скорости насыщения c :

$$c = \bar{v}_{eff} \sqrt{\frac{2A}{\chi_\perp}} \quad (2)$$

Допуская, что $A \sim 2 \cdot 10^{-7}$ erg/cm, $\bar{v}_{eff} = 1.73 \cdot 10^7$, $\chi_\perp \sim 2 \cdot 10^{-3}$, получаем $c \sim 1.7$ km/s, что качественно соответствует экспериментально наблюдаемой величине.

Необходимо отметить, что иногда на пути следования доменной границы на локальных дефектах образца формируется домен, размер которого увеличивается под действием импульсного поля, управляющего движением границы. При этом скорости движения прямолинейной доменной границы и границы домена, который возник на дефекте, были одинаковы. Аналогичный эффект ранее наблюдали при исследовании динамики доменных границ в пленках ферритов-гранатов в больших плоскостных полях.

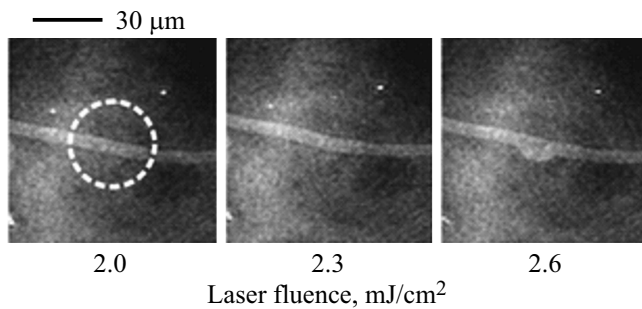


Рис. 3. Динамика доменной границы в присутствии импульса накачки разной мощности. Доменная граница движется сверху вниз со скоростью $v_0 \approx 0.66$ km/s. Светлая полоса — расстояние, пройденное границей за время между двумя импульсами зондирования. Импульс накачки действует на движущуюся доменную границу внутри белого пунктирного круга.

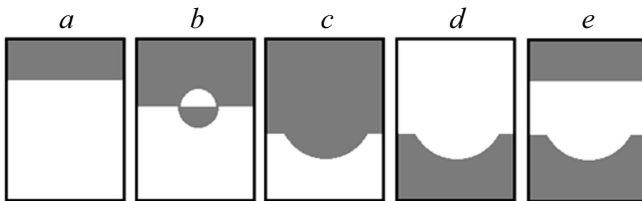


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая поведение доменной структуры при оптическом перемагничивании. Доменная граница движется сверху вниз. (a) Первый зондирующий луч фиксирует двухдоменную структуру. (b) Оптическое перемагничивание после действия импульса накачки спустя 1 ns после действия первого зондирующего импульса. Перемагниченные области — темный и светлый полукруги. (c) Под действием внешнего магнитного поля площадь темного домена возрастает, это приводит к исчезновению маленького светлого домена. Такой вид доменной структуры можно зафиксировать с помощью второго зондирующего импульса, который, отстает от первого на 10 ns. Для получения двукратной фотографии контраст изображений, получаемых от первого и второго лучей обратны: рис. 4, c и 4, d имеют обратный контраст. (e) Двукратная фотография динамической доменной границы, которая получается при наложении рисунков 4, a и 4, d.

На рис. 3 показаны двукратные фотографии, полученные с использованием конфигурации: импульс зондирования 1 — импульс накачки — импульс зондирования 2. Доменная граница движется сверху вниз. Влияние лазерного импульса на движение границы изучали при исследовании полностью оптического перемагничивания авторы работ [12,13] показали, что энергии 2.6 mJ/cm² достаточно для локального перемагничивания с помощью оптического импульса. Этот импульс меняет намагниченность в области воздействия, появляется новый домен, который со временем может объединиться с доменом, намагниченность которого направлена вдоль поля, управляющего движением доменной границы. На рис. 3 на правой фотографии это видно, как ушире-

ние светлой полосы. Поскольку такое уширение может быть различным в разных местах образца, это связано, по-видимому, с расположением дефектов, на которых происходит рождение новых доменов, и не связано с влиянием импульса накачки. Следовательно, даже при воздействии оптического импульса, энергии которого достаточно для перемагничивания, возбуждающий импульс не влияет непосредственно на движение доменной границы, вызывая лишь оптическое перемагничивание, которое может быть ошибочно интерпретировано как ускорение доменной границы. Поскольку аналогичный результат наблюдается независимо от поляризации возбуждающего импульса, это явление носит тепловой характер.

На рис. 4 представлена схема, которая объясняет наблюдаемое явление. Доменная граница движется сверху вниз. На рис. 4, a показана двухдоменная структура, которая зафиксирована с помощью первого зондирующего луча. На рис. 4, b — доменная структура после действия импульса накачки. Здесь перемагниченные области показаны как темный и светлый полукруги. Поскольку внешнее магнитное поле способствует расширению темного домена, маленький светлый домен исчезает, и доменная структура имеет вид, представленный на рис. 4, c. Именно такой вид доменной структуры можно зафиксировать с помощью второго зондирующего импульса, который, как было указано выше, отстает от первого на 10 ns. Для получения двукратной фотографии контраст изображений, получаемых от первого и второго лучей обратны: рисунки 4, c и 4, d имеют противоположный контраст. При наложении рисунков 4, a и 4, d получаем рис. 4, e, который является двукратной фотографией динамической доменной границы. Рис. 4, e подобен фотографии, представленная на рис. 3, которая соответствует энергии импульса накачки 2.6 mJ/cm². Таким образом, очевидно, что при подобном сценарии уширение светлой полосы на фотографии не свидетельствует об ускорении ДГ под действием оптического импульса.

3. Обсуждение результатов

Соединение GdFeCo является ферримагнетиком с двумя подрешетками [12]. Хорошо известным примером материала такого типа является содержащий висмут феррит-гранат, динамика доменных границ в котором изучена достаточно подробно [17,21,23]. Для таких материалов зависимость $v(h_z^\perp)$ линейно возрастает на начальном участке, содержит область с отрицательной дифференциальной подвижностью и снова возрастает. Такой вид зависимости в GdFeCo наблюдали авторы работы [15], при этом максимальная скорость движения ДГ при комнатной температуре не превышала 1 km/s. Наличие убывающего участка на зависимости $v(h_z^\perp)$ связано с изменением внутренней структуры границы, к которому приводит генерация внутри нее магнитных вихрей: вертикальных и горизонтальных блоховских линий [17]. Для

подавления генерации вихрей и стабилизации структуры доменной границы при исследовании динамики доменных границ в ферритах-гранатах было использовано плоскостное магнитное поле, ориентированное перпендикулярно плоскости границы [21,23]. В этом случае зависимость $v(h_z^\perp)$ меняла свой вид: теперь начальная линейно возрастающая область переходила в насыщение, убывающая часть отсутствовала. Иначе говоря, если в отсутствие плоскостного магнитного поля для описания динамики доменной границы в ферритмагнетиках может быть использовано уравнение Ландау–Лифшица для модели одноосного ферромагнетика, то при наличии плоскостного поля целесообразно использовать модель легкоплоскостного ферромагнетика [24].

В настоящем эксперименте для стабилизации начального положения доменной границы использовали градиентное поле, создаваемое постоянными магнитами, которые наряду с индукцией магнитного поля, перпендикулярной плоскости образца, обладали компонентой, лежащей в плоскости образца перпендикулярно плоскости границы. Ранее было отмечено, что величина этой компоненты составляла 0.36 Т, этого было достаточно для подавления генерации магнитных вихрей и сохранения структуры доменной границы, поэтому убывающего участка на зависимости $v(h_z^\perp)$ не зафиксировано. Следует отметить, что насыщение на зависимости $v(h_z^\perp)$ в GdFeCo ранее не наблюдали.

Отсутствие лазерно-индуцированных эффектов на движущейся ДГ в GdFeCo весьма неожиданно. Принимая во внимание плотность энергии лазерного импульса, можно оценить, насколько изменяется температура образца под действием оптического возбуждения. Используя величину удельной теплоемкости $\sim 2.7 \text{ MJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ [25], коэффициент поглощения при $800 \text{ nm} \sim 0.25 \text{ m}^{-1}$ [26], диаметр пятна импульса накачки $\sim 50 \mu\text{m}$, можно оценить изменение температуры (ΔT_{max}). При максимальной энергии импульса накачки $\sim 2.6 \text{ mJ}/\text{sm}^2$, $\Delta T_{\text{max}} \sim 33 \text{ K}$. Таким образом, плотность энергии должна быть достаточной, чтобы в возбужденной области образца была преодолена температура компенсации T_A ($T_A \sim 310 \text{ K}$ [15]), где скорость ДГ увеличивается в 1.5–3 раза [15].

Для объяснения наблюдаемого явления был предложен следующий сценарий. Под действием импульса накачки происходит нагрев области возбуждения, внутри которой ДГ ускоряется [15]. Локальное изменение температуры меняет свойства материала такие, как анизотропия, намагниченность и гиромагнитное отношение [15,27]. Следовательно, это может изменить внутреннюю структуру ДГ. Известно, что увеличение скорости границы приводит к выходу вектора намагниченности из ее плоскости [23,24], способствуя генерации пар магнитных вихрей, которые движутся вдоль ДГ в противоположных направлениях [17]. Ранее уже было отмечено, что наличие вихрей внутри динамической ДГ уменьшает ее скорость.

В двухподрешеточном ферритмагнетике эффективное гиромагнитное отношение γ_{eff} зависит от намагниченностей и гиромагнитных отношений каждой из подрешеток. В соединении GdFeCo существуют редкоземельная подрешетка (RE) и подрешетка переходных металлов (TM). Используя уравнение (3) из работы [27], γ_{eff} можно представить как

$$\gamma_{\text{eff}}(T) = \frac{M_{\text{RE}}(T) - M_{\text{TM}}(T)}{\frac{M_{\text{RE}}(T)}{|\gamma_{\text{RE}}|} - \frac{M_{\text{TM}}(T)}{|\gamma_{\text{TM}}|}}, \quad (3)$$

где M_{RE} , M_{TM} — намагниченности подрешеток, γ_{RE} , γ_{TM} — гиромагнитные отношения подрешеток. Поскольку намагниченности каждой из подрешеток зависят от температуры, γ_{eff} также является функцией температуры. Величина γ_{eff} значительно увеличивается вблизи температуры компенсации углового момента [27]. Гироскопическая сила, которая определяет движение вихрей внутри ДГ зависит от скорости границы и гиромагнитного отношения [28]:

$$F_g = \frac{M_s}{\gamma} [\mathbf{v}_n \times \mathbf{z}] \quad (4)$$

здесь M_s — намагниченность насыщения, v_n — проекция скорости ДГ на нормаль к плоскости границы, а \mathbf{z} — единичный вектор, перпендикулярный плоскости образца. Как следствие, ожидается, что гироскопическая сила, действующая на магнитные вихри, которые возникли внутри ДГ, значительно уменьшится ближе к T_A . Кроме того, подавлению генерации блоховских линий способствует наличие плоскостной составляющей градиентного магнитного поля [17].

Таким образом, локальный нагрев образца способствует ускорению ДГ, что способствует генерации магнитных вихрей, которые ее тормозят. Иначе говоря, отсутствие лазерно-индуцированного эффекта вблизи T_A , может быть следствием баланса между двумя противоположными эффектами.

Следует отметить, что аналогичный механизм изменения внутренней структуры ДГ под действием импульса накачки был предложен в работе [18] для объяснения торможения ДГ в пленке феррита-граната под действием оптического импульса. Однако в пленке феррита-граната скорость движения ДГ не превышала 0.6 km/s, и торможение ДГ наблюдали если скорость границы была менее 0.5 km/s, т.е. в том случае, если преобладал один из конкурирующих механизмов. В настоящем эксперименте с соединением GdFeCo скорость ДГ была от 0.6 до 1.2 km/s.

4. Заключение

С помощью метода двукратной высокоскоростной фотографии была исследована динамика ДГ в ферритмагнитном соединении GdFeCo при комнатной температуре. Было показано, что скорость движения ДГ возрастает

и насыщается на уровне 1.2 km/s. Причиной насыщения скорости является стабилизация структуры доменной границы в присутствии плоскостного магнитного поля и, как следствие, отсутствие тонкой структуры ДГ — магнитных вихрей. Кроме того, эксперименты показали отсутствие влияния импульса накачки на динамическую доменную границу, несмотря на то что мощности этого импульса было достаточно для перемагничивания. Причиной этого, по-видимому, является баланс противоположных эффектов: ускорение ДГ, вызванное локальным нагревом, и генерация магнитных вихрей в нагретой области. Аналогичное явление при определенных условиях ранее наблюдали в пленках ферритов-гранатов [18].

Благодарности

Авторы благодарят Т. Тоонена, С. Семина, К. Берхута за техническую поддержку, а также О. Третьякова за полезные дискуссии.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.A. Allwood, G. Xiong, C.C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R.P. Cowburn. *Science* **309**, 5741, 1688 (2005).
- [2] D.A. Allwood, G. Xiong, M.D. Cooke, C.C. Faulkner, D. Atkinson, N. Vernier, R.P. Cowburn. *Science* **296**, 5575, 2003 (2002).
- [3] J.H. Franken, H.J. Swagten, B. Koopmans. *Nature Nanotechnol.* **7**, 8, 499 (2012).
- [4] S. Parkin, S.H. Yang. *Nature Nanotechnology* **10**, 3, 195 (2015).
- [5] T. Okuno, D.-H. Kim, S.-H. Oh, S.K. Kim, Y. Hirata, T. Nishimura, W.S. Ham, Y. Futakawa, H. Yoshikawa, A. Tsukamoto, Y. Tserkovnyak, Y. Shiota, T. Moriyama, K.-J. Kim, K.-J. Lee, T. Ono. *Nature Electron.* **2**, 9, 389 (2019).
- [6] D.-H. Kim, D.-Ho Kim, K.-J. Kim, K.-W. Moon, S. Yang, K.-J. Lee, S.K. Kim. *JMMM* **514**, 15, 167237 (2020).
- [7] K. Cai, Z. Zhu, J. M. Lee, R. Mishra, L. Ren, S.D. Pollard, P. He, G. Liang, K.L. Teo H. Yang. *Nature Electron.* **3**, 37 (2020).
- [8] Y. Quessab, R. Medapalli, M.S. El Hadri, M. Hehn, G. Malinowski, E.E. Fullerton, S. Mangin. *Phys. Rev. B* **97**, 054419 (2018).
- [9] T. Janda, P.E. Roy, R.M. Otxoa, Z. Soban, A. Ramsay, A.C. Irvine, F. Trojanek, M. Surynek, R.P. Campion, B.L. Gallagher, P. Nemecek, T. Jungwirth, J. Wunderlich. *Nature Commun.* **8**, 15226 (2017).
- [10] M.L.M. Laliu, R. Lavrijsen, B. Koopmans. *Nature Commun.* **10**, 12, 110 (2019).
- [11] B. Zhang, Y. Xu, W. Zhao, D. Zhu, X. Lin, M. Hehn, G. Malinowski, D. Ravelosona, S. Mangin. *Phys. Rev. Appl.* **11**, 034001 (2019).
- [12] C.D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, T. Rasing. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 047601 (2007).
- [13] M.L. Laliu, M.J. Peeters, S.R. Haenen, R. Lavrijsen, B. Koopmans. *Phys. Rev. B* **96**, 220411 (2017).
- [14] Y. Xu, M. Hehn, W. Zhao, X. Lin, G. Malinowski, S. Mangin. *Phys. Rev. B* **100**, 064424 (2019).
- [15] K.J. Kim, S.K. Kim, Y. Hirata, S.H. Oh, T. Tono, D.H. Kim, T. Okuno, W.S. Ham, S. Kim, G. Go, Y. Tserkovnyak, A. Tsukamoto, T. Moriyama, K.J. Lee, T. Ono. *Nature Mater.* **16**, 12, 1187 (2017).
- [16] L. Caretta, M. Mann, F. Büttner, K. Ueda, B. Pfau, C. M. Gunther, P. Helsing, A. Churikova, C. Klose, M. Schneider, D. Engel, C. Marcus, D. Bono, K. Bagnschik, S. Eisebitt, G. S. Beach. *Nature Nanotechnol.* **13**, 12, 1154 (2018).
- [17] V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, S.N. Gadetskii. *Springer Tracts Mod. Phys.* **129** (1994).
- [18] K.H. Prabhakara, T.B. Shapaeva, M.D. Davydova, K.A. Zvezdin, A.K. Zvezdin, C.S. Davies, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A.V. Kimel. *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 075802 (2021).
- [19] Т.Б. Шапаева, А.Р. Юмагузин, Ю.Н. Курбатова, Р.М. Вахитов. *Физика металлов и металловедение* **123**, 3, 284 (2022).
- [20] А.К. Звездин. *Письма в ЖЭТФ* **29**, 10, 605 (1979).
- [21] М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, Т.Б. Шапаева. *ФТТ* **52**, 9, 1795 (2010).
- [22] А.К. Звездин, Z.V. Gareeva, K.A. Zvezdin, *JMMM* **509**, 166876 (2020).
- [23] А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. (1982). 380 с.
- [24] М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина, В.Н. Назаров, А.Т. Харисов. *Ферро- и антиферродинамика*. Наука, М. (2009). 455 с.
- [25] P.E. Hopkins, M. Ding, J. Poon. *J. Appl. Phys.* **111**, 103533 (2012).
- [26] A.R. Khorsand, M. Savoini, A. Kirilyuk, A.V. Kimel, A. Tsukamoto, A. Itoh, T. Rasing. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 127205 (2012).
- [27] C.D. Stanciu, A.V. Kimel, F. Hansteen, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, T. Rasing. *Phys. Rev. B* **73**, 220402 (2006).
- [28] J.C. Slonczewski. *J. Appl. Phys.* **45**, 6, 2705 (1974).

Редактор К.В. Емцев