

Эволюция полной намагниченности Ni–Fe гетероструктуры после воздействия фемтосекундного лазерного импульса

И.А. Ястремский

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, пр. Академика Глушкова, 4-г, г. Киев, 03187, Украина
E-mail: yastremsky@ukr.net

В.Е. Киреев

Институт магнетизма НАН и МОН Украины, г. Киев, 03142, Украина

Статья поступила в редакцию 19 января 2016 г., опубликована онлайн 24 февраля 2016 г.

Исследуется эволюция полной намагниченности Ni–Fe гетероструктуры при релаксации неравновесных неоднородных распределений намагниченности к равновесному состоянию. Такие распределения возникают после воздействия фемтосекундного лазерного импульса в рамках супердиффузионного механизма сверхбыстрого размагничивания. Учитывается как релятивистский (локальный), так и обменный (нелокальный) механизм релаксации. Этот вопрос тем более интересен, что обменная релаксация сохраняет полную намагниченность образца. Для достаточно плавных распределений (характерные размеры порядка нескольких десятков нанометров) эволюция полной намагниченности определяется различными скоростями релятивистской релаксации в Ni и Fe. Однако для существенно неоднородных распределений намагниченности (с масштабом в несколько нанометров, что реализуется в эксперименте) нелокальная релаксация проявляется в том, что спиновый ток успеваеет перенести намагниченность из слоя Fe в Ni. При этом разная скорость релятивистских релаксаций в Ni и Fe проявляется в меньшей мере. Показано, что для экспериментально реализуемых параметров магнитного распределения в магнитных гетероструктурах вариация полной намагниченности уменьшается более чем в два раза за счет спинового тока.

Досліджується еволюція повної намагніченості Ni–Fe гетероструктури при релаксації нерівноважних неоднорідних розподілів намагніченості до рівноважного стану. Такі розподіли виникають після впливу фемтосекундного лазерного імпульсу в рамках супердифузійного механізму надшвидкого розмагнічування. Враховується як релятивістський (локальний), так і обмінний (нелокальний) механізм релаксації. Це питання тим більш цікаве, тому що обмінна релаксація зберігає повну намагніченість зразка. Для досить плавних розподілів (характерні розміри порядку декількох десятків нанометрів) еволюція повної намагніченості визначається різними швидкостями релятивістської релаксації в Ni та Fe. Однак для істотно неоднорідних розподілів намагніченості (з масштабом у кілька нанометрів, що реалізується в експерименті) нелокальна релаксація проявляється в тому, що спиновий струм встигає перенести намагніченість з шару Fe в Ni. При цьому різна швидкість релятивістських релаксацій в Ni та Fe проявляється в меншій мірі. Показано, що для експериментально реалізованих параметрів магнітного розподілу в магнітних гетероструктурах варіація повної намагніченості зменшується більш ніж в два рази за рахунок спинового струму.

PACS: 75.78.–n Динамика намагниченности;
75.78.Jp Сверхбыстрая динамика намагничивания и перемагничивания;
75.75.–c Магнитные свойства наноструктур;
75.10.Hk Классические спиновые модели.

Ключевые слова: сверхбыстрое размагничивание, Ni–Fe гетероструктура, фемтосекундный лазер.

1. Введение

В последние годы, в связи с развитием экспериментальных методов исследования фемтосекундной спиновой динамики с пространственной разрешающей

способностью порядка нанометров, анализ динамики неоднородных (в пространстве), неравновесных состояний намагниченности представляет первостепенный интерес.

В работах, где для сильно сфокусированного пятна света (до 1 мкм) удалось наблюдать реальную картину пространственно-временной эволюции под действием уединенного импульса, авторы сообщали о развитии сильно неоднородных состояний. Наряду с распространением спиновых волн вдали от пятна [1–3] наблюдалось формирование доменов [4], а также кольцевых структур, локализованных около пятна [2]. Не менее важно, что в реальных экспериментах по перевероту магнитного момента сплава обнаружена существенная роль неоднородного транспорта спина через субмикронные неоднородности в образце [5].

Важно также отметить возможность манипулирования намагниченностью с помощью лазерного импульса (без применения магнитного поля) не только в тонких пленках, изготовленных из сплавов редкоземельных и переходных металлов, но и в многослойных структурах, гетероструктурах [6] и в Co-Ir синтетических ферромагнетиках [7].

Сильно неоднородные распределения намагниченности возникают в рамках супердиффузионного механизма воздействия лазерного импульса на магнитный переходной металл [8,9], и их наличие установлено для магнитных наноструктур [6].

Для описания эволюции лазерно-индуцированных распределений намагниченности в наномасштабах необходимо учесть продольную эволюцию магнитного момента (эволюция модуля намагниченности), локальные (релятивистские), нелокальные (обменные) механизмы релаксации, учесть сильную неравновесность и нелинейность магнитного распределения.

Наиболее прямой путь решения этой проблемы — использование численного моделирования на атомном уровне, см. недавние обзоры [10–12]. Однако такой подход ограничивает возможности анализа и связан со значительными вычислительными трудностями. В частности, при моделировании на решетках спинов нетривиальным является разделение локальных и нелокальных (диффузии магнитного момента по образцу) механизмов релаксации. Добавим, что некоторые особенности неравновесных неоднородных состояний намагниченности, которые возникают в результате супердиффузионного потока электронов, не могут быть воспроизведены методом моделирования на решетках спинов. Дело в том, что за счет того, что магнитный момент переносится электронами по образцу, супердиффузионный поток электронов приводит к значению намагниченности в некоторых точках образца больше, чем намагниченность насыщения [6]. Поскольку при моделировании на решетках положение всех спинов фиксировано на атомах кристаллической решетки, максимальное значение намагниченности в конкретной точке не больше, чем намагниченность насыщения.

Аналитическая теория эволюции таких распределений намагниченности может быть построена на основе

обобщенной феноменологической теории магнитной динамики, предложенной в 1984 году В.Г. Барьяхтаром [13–15]. Базовые уравнения этой теории в бездиссипативном приближении совпадают с уравнением Ландау–Лифшица, но вид релаксационных слагаемых сильно модифицирован. Эти уравнения для описания динамики вектора намагниченности получили название уравнения Ландау–Лифшица–Барьяхтара (ЛЛБар уравнения) [16]. Поскольку при выводе ЛЛБар уравнений были использованы общие принципы (соотношения Онзагера, симметрия обменного взаимодействия, симметрия кристаллической решетки), которые справедливы для температур как ниже, так и выше температуры Кюри, уравнения, предложенные В.Г. Барьяхтаром, справедливы при любых температурах.

Важный пример магнитных неоднородностей в масштабах нанометров — солитоны поля намагниченности различного типа, см. обзоры [17,18]. Достаточно давно было отмечено, что применение ЛЛБар уравнений важно для описания релаксации различных магнитных солитонов [19,20], в частности доменных стенок [21,22]. Особенно важно обобщение уравнений динамики намагниченности и учет обменной релаксации при описании торможения блоховской точки [23]. В указанных выше работах последовательно учитывалась продольная динамика намагниченности, которая естественным образом возникает в уравнениях, предложенных В.Г. Барьяхтаром. Проведенное недавно численное моделирование движения доменной стенки в рамках ЛЛБар уравнений [24] находится в хорошем согласии с полученными ранее выводами [21]. Нелокальный вклад в релаксацию магнитных мод недавно установлен экспериментально для магнитных наночастиц размерами до 100 нм [25]. Сверхбыстрое (за время порядка нескольких пикосекунд) изменение направления намагниченностей подрешеток ферромагнитного сплава редкоземельных и переходных металлов GdFeCo под действием лазерного импульса длительностью менее 100 фс, наблюдавшееся в работах [26,27], также было объяснено в рамках ЛЛБар уравнений [28,29].

Анализ [30] экспериментальных результатов [6] эволюции лазерно-индуцированных сильно неоднородных неравновесных состояний в Ni-Ru-Fe гетероструктурах показал необычную спиновую динамику: после того, как электронный супердиффузионный поток электронов приходит к состоянию термодинамического равновесия, релаксация намагниченности Ni к равновесию происходит много быстрее для антипараллельной конфигурации Ni и Fe, чем для параллельной. Это обстоятельство нельзя было объяснить в рамках широко используемого для описания динамики модуля намагниченности (продольной динамики намагниченности) уравнения Ландау–Лифшица–Блоха [31]. Дело в том, что уравнение Ландау–Лифшица–Блоха локально

зависит от эффективного магнитного поля, поэтому релаксация намагниченностей Ni и Fe должна происходить независимо друг от друга.

Для объяснения этого эксперимента в работе [30] разработана теория сверхбыстрой спиновой динамики в магнитных наноструктурах, основанная на ЛЛБар уравнениях. Было показано, что нелокальная релаксация (спиновый ток из Fe в Ni) приводит к тому, что динамика намагниченности Ni зависит от состояния намагниченности в Fe, что и приводит к существенному усилению релаксации никеля для антипараллельной конфигурации. Впервые была указана связь между концепциями нелинейного спинового тока и нелокальной релаксации [30]. Добавим, что подход Церковняка и др. [32] позволяет ввести понятие спинового тока лишь в линейном приближении по величине отклонения намагниченности от равновесного значения. Позже связь между концепциями спинового тока и нелокальной релаксации была отмечена и в работе [24].

Теория, развитая в [30], использована в работе [33] для анализа влияния размера Ni–Fe гетероструктуры на релаксацию намагниченности Ni. Было продемонстрировано, что при размерах Ni–Fe гетероструктуры порядка нескольких нанометров нелокальная релаксация (спиновый ток) является доминирующей и приводит к существенному увеличению скорости релаксации намагниченности Ni.

2. Постановка задачи

В данной работе исследуется релаксация полной намагниченности Ni–Fe гетероструктуры после воздействия фемтосекундного лазерного импульса на слой Ni. После воздействия импульса часть *d*-электронов из слоя Ni, расположенного около перехода из Ni в Fe, поглощая фотон, переходит в зону проводимости и, диффундируя из слоя Ni в слой Fe, оставляет в слое Ni размагниченную область, в то время как в слое Fe получается значение намагниченности большее, чем равновесное [8,9]. Поступательные степени свободы электронов приходят к состоянию термодинамического равновесия с термостатом за время порядка 300 фс. Поскольку характерное время продольной эволюции намагниченности составляет пикосекунды, такие состояния, созданные импульсом, играют роль начального условия для ЛЛБар уравнений. Особенностью таких распределений является то, что полная намагниченность образца не изменяется. Вопрос о релаксации таких распределений тем более интересен, что обменная релаксация сохраняет полную намагниченность образца. Продemonстрировано, что при релаксации таких распределений к равновесию, для достаточно плавных распределений, когда релятивистская релаксация является определяющей, полная намагниченность Ni–Fe гетероструктуры достаточно сильно зависит от време-

ни. Причина этого в том, что для Ni и Fe скорости передачи механического момента от магнитной подсистемы к кристаллической решетке разные. Однако для распределений с доминирующей обменной релаксацией (сильно неоднородные распределения в пространстве) зависимость полной намагниченности Ni–Fe гетероструктуры от времени значительно слабее, поскольку за счет спинового тока часть механического момента из слоя Fe быстро возвращается в Ni, и различная скорость релятивистской релаксации в Ni и Fe проявляется в меньшей мере.

Кратко опишем принципы моделирования гетероструктур, детали см. в [30]. В силу геометрии эксперимента по лазерно-индуцированной динамике намагниченности в Ni–Fe и Ni–Ru–Fe гетероструктурах [6] будем считать, что динамика намагниченности одномерная. В экспериментах по сверхбыстрой динамике намагниченности наблюдается эволюция модуля намагниченности (продольная динамика), поэтому важна только длина намагниченности. Тогда ЛЛБар уравнения для безразмерного модуля намагниченности $m(\xi, t)$ (в единицах равновесной намагниченности никеля) принимают вид [30]

$$\frac{\partial m(\xi, t)}{\partial t} = H_{\text{eff}}(m(\xi, t)) - \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} H_{\text{eff}}(m(\xi, t)). \quad (1)$$

В рамках модели Ландау для термодинамического потенциала, эффективное магнитное поле в (1) имеет вид

$$H_{\text{eff}}(m(\xi, t)) = \left[m_0^2(\xi) - m^2(\xi, t) \right] m(\xi, t) + \frac{\partial^2 m(\xi, t)}{\partial \xi^2}. \quad (2)$$

Первое слагаемое в правой части (1) соответствует релятивистской (локальной) релаксации, второе — обменной (нелокальной) релаксации, ξ — безразмерная координата, измеряемая в единицах $x_0 = \sqrt{2A\chi_{\parallel}}$, A — постоянная неоднородного обмена, $\chi_{\parallel} = dM/dH$ — продольная магнитная восприимчивость в состоянии термодинамического равновесия при нулевом магнитном поле, t — безразмерное время в единицах $t_0 = 2\chi_{\parallel}/\lambda_r$. Функция $m_0(\xi)$ моделирует значение намагниченности при переходе из Ni в Fe [30]. Внутри слоя никеля $m_0(\xi) = 1$ и внутри Fe $m_0(\xi) = 3/2$ (в единицах равновесной намагниченности никеля). При достаточно плавных в пространстве изменениях H_{eff} , обменным слагаемым в (1) можно пренебречь, и ЛЛБар уравнения сводятся к уравнению Ландау–Лифшица–Блоха. Такое упрощение использовано в работах [34–36] при исследовании эволюции полной намагниченности в тонких пленках ферромагнетика после воздействия фемтосекундного лазерного импульса, где предполагалось, что область перехода между размагниченной и неразмгниченной областями много больше нанометров.

Величина t_0 — время продольной однородной релаксации намагниченности к равновесному значению в линейном приближении. Оценка t_0 для никеля приводит к величине порядка нескольких пикосекунд [34]. Заметим, что при значительных отклонениях намагниченности от равновесного значения время релаксации к равновесному значению увеличивается вследствие нелинейности системы [30]. Для случая сильно нелинейных режимов этот эффект исследован в [37]. Величина x_0 для комнатной температуры порядка постоянной кристаллической решетки [34], однако при приближении к температуре Кюри x_0 увеличивается. Отметим, что использование континуального приближения для распределений с характерными размерами порядка постоянной кристаллической решетки не приводит к качественным ошибкам, а уже при характерных размерах порядка 1,5–2 постоянных решетки является достаточно точным, см. сравнение данных анализа континуальных и дискретных расчетов для доменных стенок [40] и двумерных солитонов (вихрей) [39].

Величина $\varepsilon = \lambda_{nl}/\lambda_r$ равна отношению обменной (λ_{nl}) и релятивистской (λ_r) релаксационных констант. Следуя [30], для гетероструктуры Ni–Fe используем значение $\varepsilon = 200$. При таком выборе для распределений намагниченности с характерными размерами порядка нескольких нанометров обменная релаксация является доминирующей. Отметим, что только доминирующая роль обменной релаксации (спинового тока) позволяет объяснить результаты эксперимента в реальных гетероструктурах [6,30]. Для упрощения анализа релятивистские и обменные константы релаксации в Ni и Fe взяты равными.

Сверхбыстрые процессы магнетизма характеризуются сильными спиновыми токами, при которых необходимо учитывать нелинейность системы. Определим нелинейный спиновый ток. Поскольку обменное взаимодействие сохраняет значение полной намагниченности, ЛЛБар уравнения (без учета локальной релаксации) можно представить в виде уравнения непрерывности, из которого и находим искомый нелинейный спиновый ток [30]. Поскольку эффективное поле в ЛЛБар уравнениях нелинейным образом зависит от намагниченности, такое определение спинового тока, в отличие от [32,38], позволяет определить спиновый ток и для нелинейных режимов эволюции намагниченности. Например, для изотропного случая $\partial M_\alpha / \partial t = -\lambda_{nl} \partial^2 H_\alpha / \partial x_i^2 = -\partial j_{\alpha i} / \partial x_i$, где $j_{\alpha i} = \lambda_{nl} \partial H_\alpha / \partial x_i$ — тензор нелинейного спинового тока. Спиновый ток пропорционален константе нелокальной релаксации λ_{nl} . Величина $j_{\alpha i}$ — поток компоненты намагниченности M_α вдоль координатной оси i . В частности, вектор $\mathbf{j}_i = \lambda_{nl} \partial \mathbf{H}_{\text{eff}} / \partial x_i$ — поток намагниченности, которая переносится вдоль координатной оси i , вектор $\mathbf{j}_{M_\alpha} = \lambda_{nl} \text{grad } H_\alpha$ — поток компоненты намагниченности M_α . Для нашего случая чисто продольной эво-

люции намагниченности и спинового тока, текущего перпендикулярно плоскости между металлами, из (1) получаем формулу для нелинейного спинового тока

$$j = \varepsilon \frac{\partial}{\partial \xi} H_{\text{eff}}(m(\xi, t)), \quad (3)$$

где $H_{\text{eff}}(m(\xi, t))$ дается выражением (2).

Начальное распределение намагниченности для ЛЛБар уравнений (1) (начальные условия) представим в виде $m(\xi, 0) = m_{\text{eq}}(\xi) + \Delta m(\xi)$, где $m_{\text{eq}}(\xi)$ — равновесное распределение намагниченности в гетероструктуре, которое определяется из уравнения $H_{\text{eff}}(m_{\text{eq}}) = 0$ (см. пример расчета $m_{\text{eq}}(\xi)$ в [30]). $\Delta m(\xi)$ описывает изменение намагниченности в образце за счет супердиффузионного электронного потока.

3. Релаксация полной намагниченности Ni–Fe гетероструктуры для различных распределений

Типичную для супердиффузионного подхода форму распределения [6,8,9] намагниченности представим в виде (здесь точка перехода между металлами выбрана при $\xi = 0$)

$$\Delta m(\xi) = \frac{eA^2}{\Delta m_0} \xi \exp\left(-\frac{eA^2}{2(\Delta m_0)^2} \xi^2\right), \quad (4)$$

где Δm_0 — количество намагниченности, которое перешло из Ni в Fe в результате супердиффузионного потока электронов, параметр A — высота пика и $e = 2,71$ — число Эйлера. Для численных расчетов выбрано $\Delta m_0 = 5$, поскольку такое значение соответствует эксперименту [6]. В данном случае высота пика A (максимальное значение модуля $\Delta m(\xi)$) — это параметр, который определяет плавность распределения. Характерный размер распределения равен $\Delta m_0/A$. Если A близко к 1, то перераспределенная намагниченность концентрируется вблизи перехода между металлами. При малых A имеем случай плавного распределения. Для эксперимента [6] характерно, что намагниченность концентрируется вблизи перехода между металлами.

Полная намагниченность Ni–Fe гетероструктуры определяется как

$$M(t) = \int (m(\xi, t) - m(\xi, t=0)) d\xi, \quad (5)$$

где интегрирование проводится по размерам образца и для удобства значение $M(t)$ при $t = 0$ выбрано равным нулю. Для определения намагниченности слоя Ni $M_{\text{Ni}}(t)$ интегрирование следует проводить по слою Ni.

На рис. 1 представлена зависимость полной намагниченности Ni–Fe гетероструктуры от времени для различных амплитуд A распределения намагниченно-

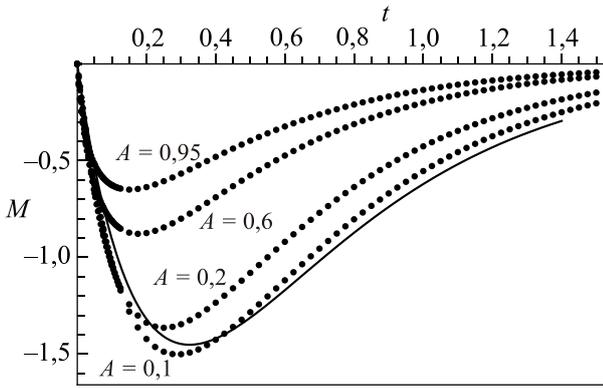


Рис. 1. Эволюция полной намагниченности Ni-Fe гетеро-структуры $M(t)$ для различных распределений намагниченности (различные A). Сплошная линия — аналитическая формула (8).

сти (4) и фиксированного значения $\Delta m_0 = 5$. Видно, что на начальном этапе $M(t)$ уменьшается пропорционально времени, $M(t) \approx Ct$. Причем C практически не зависит от амплитуды A . При увеличении t значение $M(t)$ достигает минимума, далее увеличивается и стремится к равновесному значению 0 (распределение (4) не изменяет полной намагниченности гетеро-структуры). Величина изменения $M(t)$ зависит от A . Для плавных распределений (малые A) вариация $M(t)$ (величина $(-1)\min M(t)$) максимальна ($\approx 1,5$) и составляет приблизительно 30% от намагниченности $\Delta m_0 = 5$, перешедшей из слоя Ni в слой Fe за счет начального супердиффузионного потока электронов.

На рис. 2 приведена зависимость нелинейного спинового тока из слоя Fe в слой Ni от времени, рассчитанная по формуле (3) при $\xi = 0$ и $A = 0,95; 0,6; 0,2$. Видно, что спиновый ток больше для более неоднородных в пространстве распределений. При этом вклад спинового тока существенен лишь на начальных стадиях эволюции полной намагниченности (обратите внимание на интервалы времени на рис. 1 и 2).

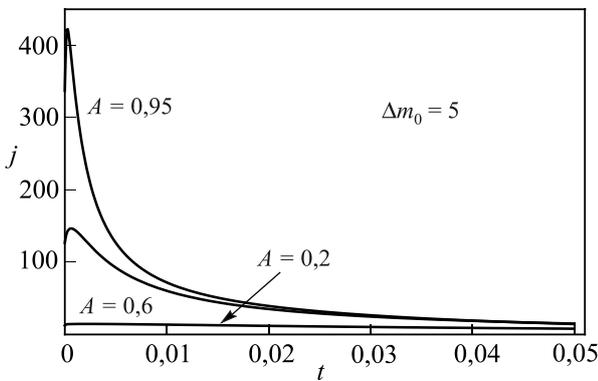


Рис. 2. Нелинейный спиновый ток $j(t)$ из слоя Fe в слой Ni как функция времени, рассчитанная по формуле (3) при $\xi = 0$ и $A = 0,95; 0,6; 0,2$.

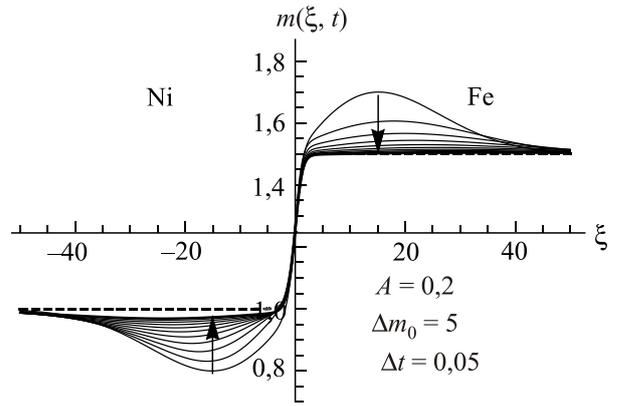


Рис. 3. Эволюция намагниченности $m(\xi, t)$ в Ni-Fe гетеро-структуре для $A = 0,2$, построенная через интервалы времени $\Delta t = 0,05$. Стрелки указывают направление эволюции намагниченности. Штриховая линия — равновесное распределение намагниченности. Значение координаты $\xi = 0$ соответствует границе между металлами.

Эти результаты можно объяснить конкуренцией между релятивистским и обменным вкладами в релаксацию $M(t)$. Рассмотрим случай плавного распределения. На рис. 3 показана эволюция намагниченности $m(\xi, t)$ для $A = 0,2$, построенная через интервалы времени $\Delta t = 0,05$. Видно, что характерные размеры начальных пиков распределения не увеличиваются, и это означает, что релаксация намагниченности определяется локальными процессами релаксации (диффузией магнитного момента можно пренебречь). В этом случае обменным слагаемым в (1) пренебрегаем, и эволюция намагниченностей слоев Ni и Fe (даже отдельных точек одного слоя) происходит независимо друг от друга. Поскольку $A \ll 1$ (плавные распределения), нелинейными слагаемыми можно также пренебречь. Тогда, интегрируя, получаем зависимости намагниченностей слоев Ni и Fe от времени:

$$M_{Ni}(t) = -\Delta m_0 e^{-2m_{Ni}^2 t}, \quad (6)$$

$$M_{Fe}(t) = \Delta m_0 e^{-2m_{Fe}^2 t}, \quad (7)$$

где $m_{Ni} = 1$, $m_{Fe} = 3/2$ — равновесные значения намагниченностей Ni и Fe. Заметим, что для упрощения релятивистские константы релаксации в Ni и Fe взяты равными, и различные скорости релаксации в Ni и Fe обусловлены тем, что эффективное магнитное поле, которое имеет обменную природу (для времен порядка пикосекунд вкладами магнитной анизотропии, диполь-дипольного взаимодействия и т.д. можно пренебречь), в Ni и Fe различается. Соответственно, полная намагниченность в приближении плавного распределения равна

$$M(t) = \Delta m_0 (e^{-9t/2} - e^{-2t}). \quad (8)$$

Сравнение аналитической формулы (8) с результатами для $A = 0,1$ показывает их хорошее совпадение. Из формулы (8) находим, что вариация $M(t)$ равна 29% от количества перенесенной намагниченности Δm_0 из Ni в Fe за счет супердиффузионного потока электронов, что находится в хорошем соответствии с численными данными ($\approx 30\%$), приведенными на рис. 1. Незначительные отклонения объясняются нелинейностью системы и влиянием спинового тока, текущего из слоя Fe в Ni. Таким образом, значительная вариация $M(t)$ для плавных распределений объясняется разными скоростями (для никеля и железа) передачи механического момента из магнитной подсистемы к кристаллической решетке за счет релятивистских (локальных) процессов релаксации. Формула (8) также удовлетворительно описывает численные данные на начальном этапе эволюции $M(t)$ при произвольных значениях A , когда количество переданной намагниченности из Fe в Ni еще мало по сравнению с величиной Δm_0 . Для этого случая из (8) при малых t находим, что $M(t) \approx \Delta m_0 (m_{Ni}^2 - m_{Fe}^2)t = -(5/2)\Delta m_0 t$, что находится в хорошем согласии с численными данными на рис. 1.

На рис. 1 видно, что при увеличении A (более резкие распределения) вариация $M(t)$ уменьшается. Рисунок 4 представляет эволюцию намагниченности $m(\xi, t)$ для $A = 0,95$, построенную через интервалы времени $\Delta t = 0,01$. Видно, что характерные размеры начальных пиков распределения заметно увеличиваются. Следовательно, необходимо учитывать спиновый ток (см. рис. 2). Рассмотрим механизм воздействия нелокальной релаксации, которая сохраняет полную намагниченность образца, на эволюцию полной намагниченности. Поскольку релятивистские релаксационные процессы более медленные, чем обменные, спино-

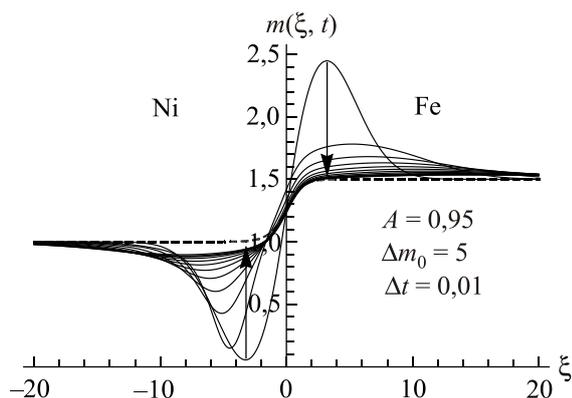


Рис. 4. Эволюция намагниченности $m(\xi, t)$ в Ni-Fe гетероструктуре для $A = 0,95$, построенная через интервалы времени $\Delta t = 0,01$. Стрелки указывают направление эволюции намагниченности. Штриховая линия — равновесное распределение намагниченности. Значение координаты $\xi = 0$ соответствует границе между металлами.

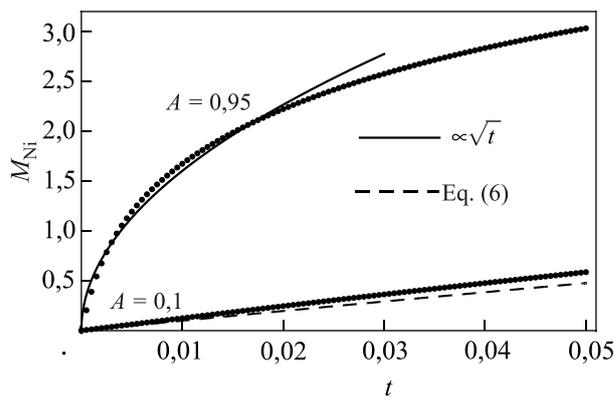


Рис. 5. Эволюция намагниченности никеля $M_{Ni}(t)$ для $A = 0,1; 0,95$.

вый ток (нелокальная релаксация) успевает перенести намагниченность из слоя Fe в Ni, так что разная скорость релятивистских релаксаций в Ni и Fe проявляется в меньшей мере. При увеличении A спиновый ток переносит большее количество намагниченности, поэтому вариация $M(t)$ уменьшается. Заметим, что при выбранных выше численных параметрах эволюция $M(t)$ для немалых A удовлетворительно описывается модифицированной формулой (8), если вместо Δm_0 подставить $\Delta m_0 - \int j(t)dt$, где $\int j(t)dt$ — намагниченность, перенесенная из слоя Fe обратно в Ni за счет спинового тока.

На рис. 5 показана зависимость намагниченности никеля от времени для граничных значений $A = 0,1; 0,95$. Видно, что для распределения, где обменная релаксация доминирует ($A = 0,95$), на начальном этапе эволюции $M_{Ni}(t) \propto \sqrt{t}$, что характерно для диффузионных процессов. Для плавного распределения формула (6) удовлетворительно соответствует численным данным, однако дает несколько заниженную скорость роста $M_{Ni}(t)$ (примерно на 20%), что объясняется влиянием обменной релаксации (спинового тока).

Отметим, что зависимость типа $M_{Ni}(t) \approx D\sqrt{t}$ при малых t отсутствует в полной намагниченности, где $M(t) \propto t$. Причина в том, что за счет спинового тока значения намагниченностей Fe и Ni становятся связанными, и для $M_{Fe}(t) \approx -D\sqrt{t}$. Поскольку $M(t) = M_{Ni}(t) + M_{Fe}(t)$, эти зависимости ($\approx \sqrt{t}$) компенсируют друг друга.

4. Заключение

При релаксации неравновесных неоднородных распределений намагниченности к равновесному состоянию эволюция модуля полной намагниченности Ni-Fe гетероструктуры определяется конкуренцией между обменным и релятивистским механизмами релаксации. Такие распределения возникают, например, после воздействия фемтосекундного лазерного импульса на

слой Ni в рамках супердиффузионного механизма сверхбыстро размагничивания.

Для достаточно плавных распределений намагниченности (характерные размеры десятки нанометров) нелинейным спиновым током (нелокальной релаксацией) можно пренебречь. Тогда, поскольку релятивистская релаксация имеет различную скорость для слоев Ni и Fe, полная намагниченность зависит от времени. Для выбранных в данной работе численных параметров вариация $M(t)$ достигает 29% от количества перенесенной намагниченности Δm_0 из Ni в Fe за счет первого супердиффузионного потока электронов.

Для достаточно неоднородных распределений (характерные размеры несколько нанометров) спиновый ток из Fe в Ni необходимо учитывать. При этом часть механического момента из слоя Fe переносится обратно в Ni за счет спинового тока. Следовательно, количество переданного механического момента из магнитной подсистемы за счет релятивистских взаимодействий уменьшается, что приводит к уменьшению вариации полной намагниченности гетероструктуры. Отметим, что толщины слоев в эксперименте по лазерно-индуцированной динамике намагниченности в Ni–Ru–Fe гетероструктурах составляют несколько нанометров [6].

Таким образом, для неравновесных распределений намагниченности с характерными размерами порядка нескольких нанометров учет спинового тока (нелокальной релаксации) важен даже при описании эволюции полной намагниченности системы (заметим, что нелокальная релаксация сохраняет значение полной намагниченности образца). При исследовании же эволюции намагниченности части неоднородной наноструктуры (в нашем случае это намагниченности слоев Ni и Fe) спиновый ток (нелокальная релаксация) приводит к качественно новым эффектам (см. рис. 5).

1. T. Satoh, Y. Terui, R. Moriya, B.A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, and K. Kuroda, *Nature Photonics* **6**(10), 662 (2012).
2. Y. Au, M. Dvornik, T. Davison, E. Ahmad, P.S. Keatley, A. Vansteenkiste, B. Van Waeyenberge, and V.V. Kruglyak, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 097201 (2013).
3. T. Satoh, Y. Terui, R. Moriya, B.A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, and K. Kuroda, *Springer Proceedings in Physics* **159**, 80 (2015).
4. J.A. de Jong, I. Razdolski, A.M. Kalashnikova, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 157601 (2012).
5. C.E. Graves, A.H. Reid, T. Wang, B. Wu, S. de Jong, K. Vahaplar, I. Radu, D.P. Bernstein, M. Messerschmidt, L. Müller, R. Coffee, M. Bionta, S.W. Epp, R. Hartmann, N. Kimmel, G. Hauser, A. Hartmann, P. Holl, H. Gorke, J.H. Mentink, A. Tsukamoto, A. Fognini, J.J. Turner, W.F. Schlotter, D. Rolles, H. Soltau, L. Strüder, Y. Acremann, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, Th. Rasing, J. Stöhr, A.O. Scherz, and H.A. Dürr, *Nature Mater.* **12**, 293 (2013).
6. D. Rudolf, C. La-O-Vorakiat, M. Battiato, R. Adam, J.M. Shaw, E. Turgut, P. Maldonado, S. Mathias, P. Grychtol, H.T. Nembach, T.J. Silva, M. Aeschlimann, H.C. Kapteyn, M.M. Murnane, C.M. Schneider, and P.M. Oppeneer, *Nature Commun.* **3**, 1037 (2012).
7. S. Mangin, M. Gottwald, C.-H. Lambert, D. Steil, V. Uhler, L. Pang, M. Hehn, S. Alebrand, M. Cinchetti, G. Malinowski, Y. Fainman, M. Aeschlimann, and E.E. Fullerton, *Nature Mater.* **13**, 286 (2014).
8. M. Battiato, K. Carva, and P.M. Oppeneer, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 027203 (2010).
9. M. Battiato, K. Carva, and P.M. Oppeneer, *Phys. Rev. B* **86**, 024404 (2012).
10. R.F.L. Evans, W.J. Fan, P. Chureemart, T.A. Ostler, M.O.A. Ellis, and R.W. Chantrell, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 103202 (2014).
11. M.O.A. Ellis, R.F.L. Evans, T.A. Ostler, J. Barker, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, and R.W. Chantrell, *Fiz. Nizk. Temp.* **41**, 908 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 705 (2015)].
12. P. Nieves, U. Atxitia, R.W. Chantrell, and O. Chubykalo-Fesenko, *Fiz. Nizk. Temp.* **41**, 949 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 739 (2015)].
13. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984).
14. В.Г. Барьяхтар, *ФТТ* **29**, 1317 (1987).
15. V.G. Bar'yakhtar, *Physica B* **159**, 20 (1989).
16. M. Dvornik, A. Vansteenkiste, and B. Van Waeyenberge, *Phys. Rev. B* **88**, 054427 (2013).
17. A.M. Kosevich, B.A. Ivanov, and A.S. Kovalev, *Physica D* **3**, 363 (1981).
18. A.M. Kosevich, B.A. Ivanov, and A.S. Kovalev, *Phys. Rep.* **194**, 117 (1990).
19. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, Т.К. Соболева, А.Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **91**, 1454 (1986).
20. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, A.L. Sukstanskii, and E.Yu. Melikhov, *Phys. Rev. B* **56**, 619 (1997).
21. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, and K.A. Safaryan, *Solid State Commun.* **72**, 1117 (1989).
22. В.Г. Барьяхтар, В.А. Бродовой, Б.А. Иванов, И.В. Круценко, К.А. Сафарян, *ФТТ* **32**, 852 (1990).
23. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, and V.A. Stephanovich, *J. Magn. Mater.* **118**, 373 (1993).
24. Weiwei Wang, M. Dvornik, M.-A. Bisotti, D. Chernyshenko, M. Beg, M. Albert, A. Vansteenkiste, B.V. Waeyenberge, A.N. Kuchko, V.V. Kruglyak, and H. Fangohr, *Phys. Rev. B* **92**, 054430 (2015).
25. H.T. Nembach, J.M. Shaw, C.T. Boone, and T.J. Silva, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 117201 (2013).
26. I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H. A. Dürr, T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Nature (London)* **472**, 205 (2011).
27. T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, S. El Moussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L.J. Heyderman, F. Nolting,

- A. Tsukamoto, A. Itoh, D. Afanasiev, B.A. Ivanov, A.M. Kalashnikova, K. Vahaplar, J. Mentink, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Nature Commun.* **3**, 666 (2012).
28. J.H. Mentink, J. Hellsvik, D.V. Afanasiev, B.A. Ivanov, A. Kirilyuk, A.V. Kimel, O. Eriksson, M.I. Katsnelson, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 057202 (2012).
29. В.Г. Барьяхтар, В.И. Бутрим, Б.А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 327 (2013).
30. I.A. Yastremsky, Peter M. Oppeneer, and B.A. Ivanov, *Phys. Rev. B* **90**, 024409 (2014).
31. D.A. Garanin, *Phys. Rev. B* **55**, 3050 (1997).
32. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, Gerrit E.W. Bauer, and B.I. Halperin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).
33. I.A. Yastremsky, *J. Magn. Magn. Mater.* **382**, 349 (2015).
34. И.А. Ястремский, *ФТТ* **56**, 1076 (2014).
35. И.А. Ястремский, *ФНТ* **40**, 1251 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 978 (2014)].
36. I.A. Yastremsky, *Condensed Matter Physics* **17**, 4 (2014).
37. И.А. Ястремский, *Металлофизика и новейшие технологии* **36**, 1145 (2014).
38. Y. Tserkovnyak, E.M. Hankiewicz, and G. Vignale, *Phys. Rev. B* **79**, 094415 (2009).
39. B.A. Ivanov, A.K. Kolezhuk, and G.M. Wysin, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 511 (1996).
40. B.A. Ivanov and H.-J. Mikeska, *Phys. Rev. B* **70**, 174409 (2004).

Evolution of the total magnetization of a Ni–Fe heterostructure following an action of a femtosecond laser pulse

I.A. Yastremsky and V.E. Kireev

The evolution of the total magnetization of the Ni–Fe heterostructure caused by the relaxation of non-

equilibrium, nonuniform magnetic distributions to the equilibrium state is analyzed. Such distributions appear after an action of the femtosecond laser pulse in the framework of the superdiffusive mechanism of the ultrafast demagnetization. Both the relativistic (local) and exchange (nonlocal) mechanism of relaxations are accounted for. This question is, a fortiori, interesting as the nonlocal relaxation keeps the total magnetization of a sample. For a sufficiently smooth distributions (characteristic sizes of the order of tens nanometers) the evolution of the total magnetization is determined by a difference in relativistic relaxations in Ni and Fe. However for a sufficiently sharp magnetic distributions (characteristic sizes of the order of a few nanometers, what is realized in experiments) the nonlocal relaxation manifests itself through the spin current, which carries part of the magnetization from the Fe to Ni layers. Thus different rates of the relativistic relaxations in Ni and Fe influence the total magnetization to a lesser degree. It is demonstrated that for experimentally realized parameters of the magnetic distributions in magnetic heterostructures a variation of the total magnetization is reduces by more than two times due to the spin current.

PACS: **75.78.–n** Magnetization dynamics;
75.78.Jp Ultrafast magnetization dynamics and switching;
75.75.–c Magnetic properties of nanostructures;
75.10.Hk Classical spin models.

Keywords: ultrafast demagnetization, Ni–Fe heterostructure, femtosecond laser.