

Эволюция модуля полного магнитного момента ферромагнетика после сверхбыстрого размагничивания

И.А. Ястремский

*Радиофизический факультет, Национальный университет им. Тараса Шевченко
пр. академика Глушкова, 4-г, г. Киев, 03187, Украина
E-mail: yastremsky@ukr.net*

Статья поступила в редакцию 10 апреля 2014 г., после переработки 28 июня 2014 г.,
опубликована онлайн 22 сентября 2014 г.

Скорость продольной релаксации полной намагниченности к своему равновесному значению после сверхбыстрого размагничивания ферромагнетика определяется двумя эффектами: однородной эволюцией намагниченности и движением волнового фронта внутрь размагниченной области. При достаточно большом размере размагниченной области однородная эволюция является определяющей. Однако при уменьшении диаметра размагниченной области относительный вклад волнового фронта возрастает, и при фокусировке фемтосекундного лазерного импульса до минимального размера, определяемого дифракцией, волновой фронт может существенно усилить скорость продольной релаксации.

Швидкість поздовжньої релаксації повної намагніченості до свого рівноважного значення після надшвидкого розмагнічування ферромагнетика визначається двома ефектами: однорідною еволюцією намагніченості та рухом хвильового фронту всередину розмагніченої області. При досить великому розмірі розмагніченої області однорідна еволюція є визначальною. Однак при зменшенні діаметра розмагніченої області відносний вклад хвильового фронту зростає, і при фокусуванні фемтосекундного лазерного імпульсу до мінімального розміру, що визначається дифракцією, хвильовий фронт може істотно посилити швидкість поздовжньої релаксації.

PACS: 75.78.Jр Сверхбыстрая динамика намагниченности и перемагничивание;
78.47.J– Сверхбыстрая спектроскопия типа накачка–зондирование (< 1 пс);
75.30.Ds Спиновые волны.

Ключевые слова: сверхбыстрое размагничивание, ферромагнетик, фемтосекундный лазер.

Введение

Открытие явления сверхбыстрого размагничивания в никеле [1] (изменение модуля намагниченности за время порядка пикосекунд, что существенно быстрее, чем времена поперечной динамики намагниченности ферромагнетика (ФМ) γH_{eff} , где γ — гиромагнитное отношение, что при реальных значениях эффективного поля $H_{\text{eff}} \leq 1$ Тл составляет наносекунды) привело к формированию новой и перспективной области физики магнетизма, получившей название фемтомагнетизм [2] и базирующейся на возможности манипулирования намагниченностью магнетиков за время порядка пикосекунд с помощью фемтосекундных лазерных импульсов (см. обзоры [3,4]). Фемтосекундный магнетизм интересен и с практической точки зрения, например для повышения скорости записи и считывания информации.

Вначале считалось, что эффект сверхбыстрого размагничивания обусловлен предельно коротким нагревом образца [1,3], однако сейчас превалирует иной подход к этой проблеме, основанный на спин-зависимом сверхдиффузионном движении электронов при лазерном возбуждении металла [5–7].

Было реализовано нетепловое возбуждение спиновых колебаний с частотами до терагерц в прозрачных антиферромагнетиках с использованием обратных магнитооптических эффектов (Фарадея и Коттона–Мутона) [3,4]. Такой метод позволил возбудить спиновые колебания как в магнетиках со слабым магнетизмом (типа ортоферритов [8–10] или бората железа [11,12]), так и в «чистых» антиферромагнетиках типа оксида никеля [13–15], в том числе реализовать нелинейные режимы движения типа спиновой переориентации [16–18]. В этих работах были получены характерные времена порядка

пикосекунд, что обусловлено обменным усилением динамических эффектов в антиферромагнетиках [18–21].

Недавно для ферримагнитного сплава редкоземельных и переходных металлов GdFeCo было обнаружено сверхбыстрое (за время порядка нескольких пикосекунд) изменение направления намагниченностей подрешеток под действием лазерного импульса с длительностью меньше 100 фемтосекунд [22,23]. Описание эффекта дано в работе [24] на основе представления о чисто продольной эволюции спинов подрешеток, далее были обнаружены и более сложные режимы, включающие как продольную эволюцию, так и поперечную динамику [25]. Недавно показано, что при наличии сильной анизотропии возможно перемагничивание под воздействием лазерного импульса [26].

Для теоретического анализа указанных выше эффектов использованы уравнения, предложенные В.Г. Барьяхтаром [27]. В рамках этих уравнений имеет место не только стандартная (поперечная) динамика намагниченности, но и продольная эволюция намагниченности, которая и наблюдалась в экспериментах [22,23]. Ранее эти уравнения использовали при описании релаксации солитонов поля намагниченности [28–30], особенно при описании торможения блоховской точки [30], где изменение намагниченности по длине играет основную роль.

В указанных выше работах анализ проводили в предположении об однородной эволюции намагниченности. Однако по ряду причин анализ неоднородных состояний представляет первостепенный интерес. Во-первых, в тех работах, где для сильно сфокусированного пятна света (до 1 мкм) удалось наблюдать реальную картину пространственно-временной эволюции под действием уединенного импульса [17,31,32], авторы сообщали о развитии сильно неоднородных состояний. Наряду с распространением спиновых волн вдали от пятна [31] наблюдалось формирование доменов [17], а также кольцевых структур, локализованных около пятна [32]. Во-вторых, сильно неоднородные распределения намагниченности возникают в рамках сверхдиффузионного механизма воздействия лазерного импульса на магнитный металл [5,6], и их наличие установлено для магнитных наноструктур [7,33]. Не менее важно, что в реальных экспериментах по перевороту магнитного момента сплава обнаружена существенная роль неоднородного транспорта спина через субмикронные неоднородности в образце [34]. Важно отметить также возможность манипулирования намагниченностью с помощью лазерного импульса (без применения магнитного поля) не только в тонких пленках, изготовленных из сплавов редкоземельных и переходных металлов, а также в многослойных структурах, гетероструктурах и в Co–Ir синтетических ферримагнетиках [35]. Таким образом, анализ неоднородных режимов пико-

секундной эволюции намагниченности приобретает большую актуальность.

Задача о продольной эволюции намагниченности после сверхбыстрого размагничивания части образца до нуля была рассмотрена в [36]. Оказалось, что задача сводится к известной проблеме Колмогорова, Петровского, Пискунова [37] и Фишера [38] о движении волнового фронта. Было показано [36], что при размагничивании части образца до нуля продольная релаксация полной намагниченности к равновесному значению происходит за счет формирования волнового фронта, который, распространяясь, замещает неустойчивое состояние с нулевой намагниченностью на ее равновесное значение. При этом скорость релаксации пропорциональна характерной ширине волнового фронта. Однако анализ в работе [36] проведен в рамках достаточно сильного предположения о том, что намагниченность в существенной части образца полностью подавлена.

Постановка задачи

В настоящей работе рассматривается нелинейная продольная эволюция модуля намагниченности простого ФМ после частичного (не до нуля) сверхбыстрого размагничивания части образца сильно сфокусированным фемтосекундным лазерным импульсом. При этом оказалось, что поведение системы может принципиально измениться при наличии даже незначительной величины намагниченности в размагниченной области по сравнению с идеализированным случаем, рассмотренным в [36].

Под воздействием фемтосекундного лазерного импульса d -электроны в металлических ферромагнетиках, поглощая фотон, переходят в зону проводимости и, диффундируя из зоны действия импульса, оставляют за собой размагниченную область [5,6]. При этом можно считать, что температура кристаллической решетки (термостата) лишь немногим повышается. Поскольку длительность лазерного импульса, используемого в эксперименте (менее 100 фс), и время размагничивания (~ 300 фс) значительно короче характерного времени продольной эволюции намагниченности (пикосекунды), анализ можно проводить, рассматривая эволюцию намагниченности вне интервала времени действия импульса. При этом сильно неравновесное распределение намагниченности, созданное импульсом, играет роль начального условия для уравнения Ландау–Лифшица с релаксационным слагаемым, предложенным Барьяхтаром [27] (обменное слагаемое $-\gamma\lambda_e M_s \nabla^2 \mathbf{H}_{\text{eff}}$, выписанное в работе [27] и сохраняющее полную намагниченность образца, здесь не учитывается, поскольку рассматриваются процессы изменения полной намагниченности ФМ),

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \gamma \lambda_r M_s \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (1)$$

где \mathbf{M} — намагниченность ФМ, γ — гиромагнитное отношение, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\partial F / \partial \mathbf{M}$ — эффективное магнитное поле, F — свободная энергия, λ_r — безразмерная релаксационная константа релятивистской природы, $M_s = \mu_0 / a_l^3$ (для спина 1/2) — намагниченность насыщения, μ_0 — магнетон Бора, a_l — постоянная кристаллической решетки. Отметим, что релаксационное слагаемое $\gamma \lambda_r M_s \mathbf{H}_{\text{eff}}$, которое в отличие от слагаемого Блоха позволяет описывать нелинейную эволюцию намагниченности, было впервые введено в физику магнетизма В.Г. Барьяхтаром [39]. Поскольку при выводе релаксационных слагаемых Барьяхтара ($\gamma \lambda_r M_s \mathbf{H}_{\text{eff}} - \gamma \lambda_e M_s \nabla^2 \mathbf{H}_{\text{eff}}$) в работе [27] были использованы общие принципы (соотношения Онзагера, симметрия обменного взаимодействия, симметрия кристаллической решетки), которые справедливы для температур как ниже, так и выше температуры Кюри, то, следовательно, уравнения, предложенные Барьяхтаром, справедливы при любых температурах. Позже уравнение (1) было выведено (для частного случая однородной эволюции) и подтверждена его справедливость для любых температур на основе анализа эволюции классического спина под действием стохастического поля, которое моделирует взаимодействие спина с тепловым резервуаром [40]. Сравнение результатов микромагнитного моделирования с предсказаниями уравнения (1) также показывает их хорошее согласие при любых температурах [41].

Как будет показано ниже, вклад волнового фронта существенен лишь на начальном этапе релаксации, где кривизной фронта можно пренебречь (считаем, что размер лазерного пятна значительно больше ширины формирующегося фронта, который разделяет размагниченную и неразмагниченную области образца), поэтому можно ограничиться анализом одномерного случая. Поскольку при релаксации намагниченности к своему равновесному значению \mathbf{H}_{eff} параллельно \mathbf{M} , то слагаемое, описывающее поперечную динамику $-\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] = 0$, и уравнение (1) сводится к одному уравнению для длины намагниченности $M = |\mathbf{M}|$.

Следуя [24,25,30], используем для свободной энергии выражение в виде разложения Ландау

$$F = \frac{1}{8\chi_{\parallel} M_0^2} (M^2 - M_0^2)^2 + \frac{A}{2} \left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)^2, \quad (2)$$

где M_0 — равновесное значение магнитного момента, которое определяется температурой кристаллической решетки (термостата), $A = J a_l^2 / 4\mu_0 M_s$ — постоянная неоднородного обмена, $\chi_{\parallel} = dM/dH$ — продольная магнитная восприимчивость, J — обменный интеграл. В приближении среднего поля $\chi_{\parallel} = 6\mu_0 M_s^3 / J z M_0^2$ (для

спина 1/2), где z — число ближайших соседей. Оба слагаемых в (2) имеют обменную природу, первое определяет энергию однородного распределения намагниченности, второе — энергию неоднородности. Для интересующего нас процесса продольной эволюции учет магнитной анизотропии и других релятивистских взаимодействий в энергии (2) не существен. Однако отметим, что именно константа λ_r с учетом энергии вида (2) определяет релаксацию полной намагниченности образца к равновесному значению (см. подробнее [27]).

Подставляя (2) в (1) и вводя безразмерные переменные, получаем для динамики намагниченности нелинейное уравнение диффузии с источником

$$\frac{\partial m}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 m}{\partial \xi^2} + m(1 - m^2), \quad (3)$$

где $m(\xi, \tau) = M / M_0$ — безразмерная намагниченность, $\xi = x / x_0$ — безразмерная координата ($x_0 = \sqrt{2A\chi_{\parallel}}$) и $\tau = t / t_0$ — безразмерное время ($t_0 = 2\chi_{\parallel} / \gamma \lambda_r M_s$). Оценим характерные величины, для чего возьмем параметры никеля ($T_C \approx 630$ К, $z = 8$, $a_l \approx 0,35$ нм). Считаем, что температура кристаллической решетки (термостата) после размагничивания немногим выше комнатной, тогда $M_0 / M_s = 0,7$. Отсюда характерная длина $x_0 = \sqrt{3 / z a_l M_s} / M_0 \approx 0,9 a_l$, характерное время $t_0 = 3\hbar M_s^2 / (2\lambda_r k T_C M_0^2) \approx 3,5$ пс ($\lambda_r = 10^{-2}$, $J = 4kT_C / z$) и характерная скорость $x_0 / t_0 \approx 0,1$ нм/пс = 100 м/с. Характерное время t_0 совпадает с экспериментальными оценками времени релаксации намагниченности к равновесному значению, найденному в [1] (несколько пикосекунд). При увеличении температуры равновесное значение намагниченности M_0 уменьшается, а значения x_0 и t_0 увеличиваются, однако характерная скорость $x_0 / t_0 \propto M_0 / M_s$ уменьшается.

Впервые строгий аналитический метод для исследования свойств волновых фронтов уравнения (3) был развит в классической работе [37], и это уравнение уместно назвать уравнением Колмогорова–Петровско–Пискунова (КПП). Отметим, что уравнение КПП применялось для описания сверхпредельного движения доменных стенок в ортоферритах [42].

Рассмотрим предельный случай, при котором лазерный импульс сфокусирован к минимально возможному размеру, определяемому дифракцией, с диаметром порядка 1 мкм [32]. Считаем, что лазерный импульс радиально-симметричен. В результате действия лазерного импульса в образце формируется размагниченная область с характерным размером порядка диаметра лазерного пятна, внутри которой намагниченность уменьшается до величины $m_0 < 1$, а вне области действия импульса намагниченность близка к своему равновесному значению, равному единице.

Для моделирования такой ситуации рассмотрим одномерную систему размером L и численно решим нелинейное уравнение эволюции (3) для таких начальных условий:

$$m(\xi, \tau = 0) = m_0 + (1 - m_0) \left\{ \frac{1}{1 + \exp [4(\xi - \xi_0) / a]} + \frac{1}{1 + \exp [-4(\xi - (L - \xi_0)) / a]} \right\}, \quad (4)$$

где ξ_0 и $(L - \xi_0)$ — позиции переходных областей между устойчивыми ($m = 1$) и размагниченным ($m = m_0$) состояниями в начальных условиях, параметр

$$a = (1 - m_0) \left(\frac{dm}{d\xi} \right)^{-1} \Big|_{m=(1+m_0)/2}$$

описывает характерную ширину переходной области в начальных условиях. В области действия лазерного импульса (при $\xi_0 < \xi < L - \xi_0$) намагниченность близка к m_0 , а вне импульса (при $\xi < \xi_0$ или $\xi > L - \xi_0$) намагниченность близка к своему равновесному значению $m = 1$. Характерный размер размагниченной области для начальных условий (4) равен $L - 2\xi_0$.

Эволюция полной намагниченности при различных m_0

Для конкретного численного анализа выберем такие параметры: размер системы $L = 3700$, положение переходной области $\xi_0 = 600$ и ширина переходной области $a = 300$. Такие параметры соответствуют размеру размагниченной области $L - 2\xi_0 = 2500$ (в безразмерных единицах x_0), что для температур выше комнатной дает минимально возможный размер размагниченной области порядка 1 мкм, который реализуется в эксперименте [32].

Рассмотрим эволюцию начальных условий (4) для следующих значений намагниченности m_0 в размагниченной области: $1/2; 10^{-1}; 10^{-2}; 10^{-4}; 0$. Значение $m_0 = 1/2$ было реализовано в [1]. Значения m_0 , близкие к нулю, могут быть реализованы при воздействии интенсивных лазерных импульсов на ФМ.

Рисунок 1 представляет зависимость относительно изменения полной намагниченности образца от времени

$$\frac{\Delta M_{\Sigma}(\tau)}{\Delta M_{\Sigma}} = \frac{M_{\Sigma}(\tau) - M_{\Sigma}(0)}{M_{\Sigma}(+\infty) - M_{\Sigma}(0)}, \quad (5)$$

и рис. 2 показывает соответствующую эволюцию намагниченности $m(\xi, \tau)$ (так как начальные условия являются четной функцией относительно середины образца, то и временная эволюция намагниченности $m(\xi, \tau)$ имеет ту же симметрию) во временной области от $\tau = 0$ до $\tau = T = 15$ (в безразмерных единицах t_0), для начального распределения (4) и выбранных выше

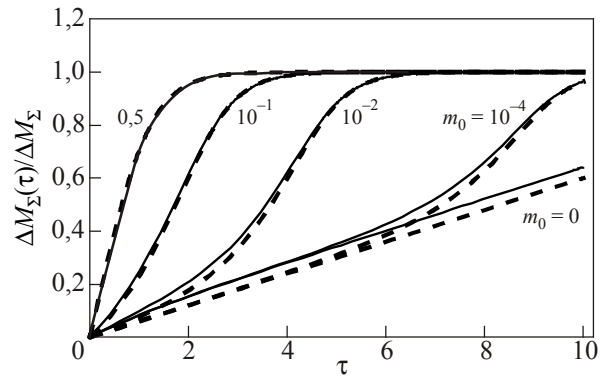


Рис. 1. Зависимость относительного изменения полной намагниченности $\Delta M_{\Sigma}(\tau)/\Delta M_{\Sigma}$ от времени, полученная из численного решения уравнения (3) для различных значений намагниченности m_0 в размагниченной области и для ширины переходной области $a = 300$. Сплошная линия — численные данные, штриховая линия — аналитическая формула (10).

параметров, где $M_{\Sigma}(\tau) = \int m(\xi, \tau) d\xi$ — полная намагниченность образца.

Рисунок 1 показывает, что наиболее быстрый режим релаксации полной намагниченности образца к своему равновесному значению реализуется при $m_0 = 0,5$ (когда эффективная температура спиновой подсистемы в размагниченной области меньше температуры Кюри). Скорость релаксации $\Delta M_{\Sigma}(\tau)/\Delta M_{\Sigma}$ уменьшается с уменьшением m_0 , и при $m_0 = 0$ реализуется наиболее медленный режим релаксации, который характеризуется линейной зависимостью полной намагниченности образца от времени.

Рисунок 2 показывает, что релаксация полной намагниченности происходит за счет двух процессов: перемещения переходной области (область, которая разделяет размагниченную и неразмагниченную части образца) внутрь размагниченной части образца и однородной эволюции намагниченности внутри размагниченной области. Обсудим более подробно эти процессы и получим оценочные формулы для их описания.

Начнем с самого медленного случая $m_0 = 0$, что реализуется, когда эффективная спиновая температура в размагниченной области выше температуры Кюри. Рисунок 2(а) показывает, что начальная переходная область преобразуется в движущийся волновой фронт продольной эволюции намагниченности и увеличение полной намагниченности образца происходит за счет замещения неустойчивого состояния $m = 0$ на равновесное значение намагниченности $m = 1$. Следовательно, полная намагниченность образца линейно зависит от времени $M_{\Sigma}(\tau) \propto V\tau$, где V — скорость сформировавшегося волнового фронта. Анализ уравнения КПП показывает [37,38], что для случая $m_0 = 0$ существуют волновые фронты с различными скоростями $V \geq 2$. Вопрос о выборе скорости волнового фронта для конкретных начальных условий рассмотрен в ряде работ. Показано [37,43], что достаточно узкие начальные ус-

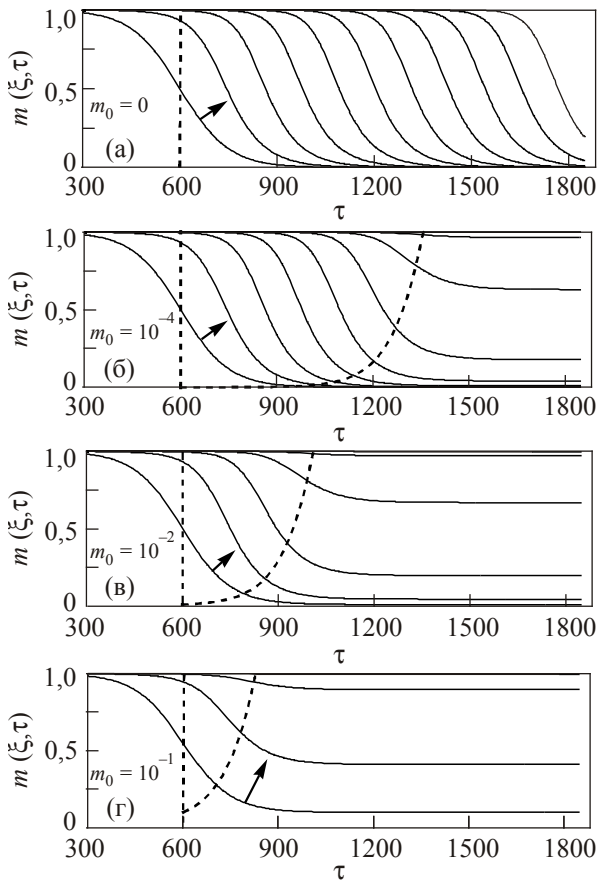


Рис. 2. Эволюция $m(\xi, \tau)$ для начальных условий (4) с начальной шириной $a = 300$, полученная из численного решения уравнения (3) на временном интервале от $\tau = 0$ до $\tau = T = 15$, изображенная с интервалом времени $T/10$ и в пространственном интервале от $\xi = 0$ до $\xi = L/2$. Штриховые линии схематически разделяют вклады волнового фронта и однородной эволюции намагниченности. Стрелки на графиках обозначают направление движения намагниченности. Начальное значение намагниченности в размагниченной области $m_0 = 0$ (а), $m_0 = 10^{-4}$ (б), $m_0 = 10^{-2}$ (в), $m_0 = 10^{-1}$ (г).

ловия (асимптотика которых при $m \ll 1$ спадает быстрее, чем $\exp(-\xi)$) при больших временах $m(\xi, \tau)$ стремится к волновому фронту с минимально возможной скоростью $V = 2$.

Каметака обобщил эти результаты на случай «неузких» начальных условий [44]. Было показано, что для начальных условий с асимптотикой $\exp(-\sigma\xi)$ при $\tau \rightarrow \infty$ распределение $m(\xi, \tau)$ асимптотически переходит в волновой фронт со скоростью V , которая определяется из условий

$$V = \sigma + \frac{1}{\sigma} \text{ при } \sigma \leq 1 \text{ или } V = 2 \text{ при } \sigma > 1. \quad (6)$$

Таким образом, получаем оценочную формулу для эволюции полной намагниченности образца за счет движения волнового фронта при $m_0 = 0$

$$M_{\Sigma}(\tau) \approx M_{\Sigma}(0) + 2V\tau, \quad (7)$$

где V определяется из (6), а множитель 2 перед скоростью учитывает движение двух волновых фронтов (ниже будет выведена более общая формула (10), которая учитывает как движение фронта, так и однородную эволюцию). Для нашего численного примера в области $m \ll 1$ начальные условия (4) переходят в $m(\xi, \tau = 0) \propto \exp\{-4(\xi - \xi_0)/a\}$ (для левой переходной области). Отсюда $\sigma = a/4$, и для начальной ширины $a = 300$, используя условие (6), определяем теоретическую скорость сформировавшегося волнового фронта $V_t = a/4 + 4/a \approx 75,01$. Численное значение скорости сформировавшегося волнового фронта $V \approx 75,02$, рассчитанное при $\tau = 5$ из численных данных, приведенных на рис. 1, совпадает с высокой точностью с теоретическим значением. На рис. 1 видно, что численные данные хорошо описываются линейной зависимостью (7) (или более общей формулой (10) при $m_0 \rightarrow 0$), однако на начальном этапе эволюции скорость релаксации несколько выше, чем задается линейной аналитической зависимостью (7). Это связано с тем, что, как видно на рис. 2(а), начальные условия (4) на начальном этапе эволюционируют к форме движущегося фронта, что не учитывалось при выводе (7). Отметим, что исследование эволюции волновых фронтов для уравнения КПП подробно представлено в обзоре [45].

Получим оценочную формулу для описания эволюции полной намагниченности, которая учитывает как движение переходной области (волнового фронта), так и однородную эволюцию намагниченности. Поскольку характерная ширина фронта много меньше расстояния между ними, то правый и левый фронты движутся независимо друг от друга, и можно ограничиться анализом движения левого фронта на фоне однородной намагниченности $m_0(\tau)$ в области $\xi < L/2$.

В общем виде эволюцию левого фронта можно представить в виде

$$m(\xi, \tau) \approx m_0(\tau) + [1 - m_0(\tau)]m_f(\xi - \xi_0 - V\tau), \quad (8)$$

где $m_0(\tau)$ не зависит от координаты и описывает однородную эволюцию намагниченности внутри размагниченной области. Второе слагаемое в правой части (8) соответствует движущемуся со скоростью V и амплитудой $1 - m_0(\tau)$ волновому фронту, а функция m_f описывает форму этого фронта. Функция m_f стремится к единице при удалении от фронта влево и к нулю при удалении от фронта вправо.

Определим $m_0(\tau)$. Пренебрегая дисперсией в уравнении КПП, получаем обыкновенное дифференциальное уравнение $dm_0(\tau)/d\tau = m_0(\tau)(1 - m_0^2(\tau))$, где скорость релаксации намагниченности зависит от локального значения $m_0(\tau)$. Интегрируя это уравнение, находим зависимость намагниченности от времени вдали от волнового фронта

$$m_0(\tau) = \frac{m_0}{\sqrt{m_0^2 + (1 - m_0^2) \exp(-2\tau)}}. \quad (9)$$

При $m_0 \rightarrow 0$, где $dm_0(\tau)/d\tau \approx m_0(\tau)$, намагниченность находится в окрестности неустойчивой точки $m_0 = 0$ и время релаксации намагниченности к равновесному значению логарифмически стремится к бесконечности. При увеличении m_0 время релаксации монотонно уменьшается и принимает свое минимальное значение при $m_0 \rightarrow 1$, когда начальное изменение модуля намагниченности за счет фемтосекундного лазерного импульса мало. При $m_0 \rightarrow 1$ (9) переходит в $m_0(\tau) = 1 - (1 - m_0) \exp(-\tau/\tau_0)$ с характерным временем релаксации $\tau_0 = 0,5$ (минимальное время релаксации).

Определим форму волнового фронта m_f . Подставляя (8) в (3), видим, что в общем случае m_f зависит как от фона $m_0(\tau)$, так и от скорости увеличения фона $\partial m_0(\tau)/\partial \tau$. Однако на рис. 2 видно, что при $m_0 = 10^{-4}, 10^{-2}$ вклад волнового фронта существенен лишь на начальной стадии эволюции, а для значений $m_0 = 0, 1; 0,5$ вклад однородной эволюции намагниченности доминирует даже на начальной стадии эволюции. Отсюда предполагаем, что справа от фронта $m(\xi, \tau) = m_0(\tau) \ll 1$. Тогда, подставляя (8) в КПП и отбрасывая слагаемые порядка $m_0(\tau) \ll 1$, получаем, что функция m_f , описывающая форму волнового фронта, совпадает с формой волнового фронта при $m_0 = 0$, а скорость фронта V определяется из (6) и не зависит от фона $m_0(\tau)$.

Таким образом, при $m_0(\tau) \ll 1$ однородная эволюция намагниченности приводит к уменьшению амплитуды волнового фронта $1 - m_0(\tau)$, а движение фронта приводит к уменьшению характерного размера размагниченной области $(L - 2\xi_0 - 2V\tau)$.

Интегрируя (9) в интервале от 0 до $L/2$, считая при этом, что форма волнового фронта m_f фиксирована, и умножая полученный результат на 2 (учитываем область от $L/2$ до L), получаем оценочную формулу для полной намагниченности образца $M_\Sigma(\tau)$, которая учитывает как движение фронта, так и увеличение фона

$$M_\Sigma(\tau) \approx 2[(\xi_0 + V\tau)] + Lm_0(\tau), \quad (10)$$

где $m_0(\tau)$ определяется из (9). При $m_0 \rightarrow 0$ нелинейная зависимость (10) переходит в линейную (7).

Рисунок 1 показывает, что аналитическая формула (10), вывод которой основан на независимом движении волнового фронта и однородной эволюции намагниченности, хорошо описывает закономерности релаксации полной намагниченности даже в режиме, когда намагниченность $m_0(\tau)$ внутри размагниченной области не мала, где как форма, так и скорость фронта зависят от фона. Причина этого в том, что для режима $m_0(\tau) \sim 1$ вклад волнового фронта уже пренебрежимо мал. Для значений m_0 , где на начальной стадии вклад волнового фронта является доминирующим, формула

(10) дает несколько заниженную скорость релаксации $M_\Sigma(\tau)$. Это связано с тем, что, как было отмечено при обсуждении случая $m_0 = 0$, при выводе (10) не учитывался процесс эволюции начального распределения к волновому фронту с постоянной скоростью.

Обсудим более подробно влияние движения волнового фронта на характер релаксации полной намагниченности. Здесь необходимо выделить два случая. Первый, когда амплитуда волнового фронта становится малой при достижении середины образца. Для нашего численного примера это реализуется при $m_0 = 1/2; 10^{-1}; 10^{-2}; 10^{-4}$. Второй случай, когда амплитуда волнового фронта не мала при достижении середины образца. Продемонстрируем эффект волнового фронта для первого случая на примере значений $m_0 = 10^{-2}, 10^{-4}$, для чего сравним релаксацию полной намагниченности, полученную из численного решения уравнения КПП (3) (см. данные на рис. 1), со случаем чисто однородной релаксации ($V = 0$ в формуле (10)). На рис. 3 видно, что эффект волнового фронта состоит в том, что на начальной стадии скорость релаксации $M_\Sigma(\tau)$ существенно увеличивается по сравнению со случаем чисто однородной эволюции, однако далее, когда вклад волнового фронта становится мал, скорость релаксации полной намагниченности становится более медленной, чем для чисто однородной релаксации. Это уменьшение скорости релаксации $M_\Sigma(\tau)$ связано с тем, что вследствие движения волнового фронта площадь размагниченной области $(L - 2\xi_0 - 2V\tau)$ уменьшается. Видно также, что влияние волнового фронта возрастает при уменьшении m_0 .

Таким образом, особенность первого случая состоит в том, что время, за которое намагниченность достигает своего равновесного значения (более точно, достигает значения намагниченности, достаточно близкого к равновесному), определяется фактически эффектом чисто однородной эволюции (формула (9)), однако волновой фронт при этом существенно изменяет ход зависимости $M_\Sigma(\tau)$ к равновесному значению.

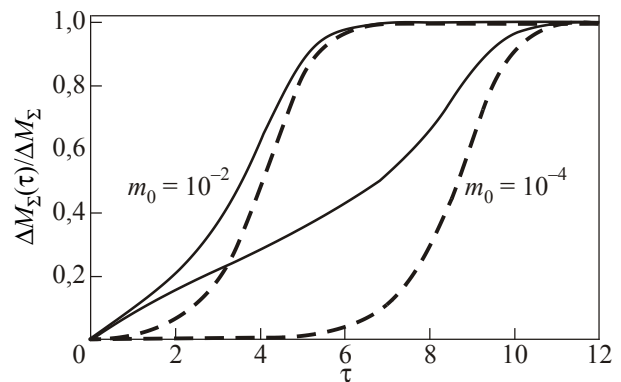


Рис. 3. Сравнение зависимостей $\Delta M_\Sigma(\tau)/\Delta M_\Sigma$ из рис. 1 (сплошная линия) со случаем чисто однородной релаксации (штриховая линия), согласно формуле (10) при $V = 0$ для $m_0 = 10^{-4}, 10^{-2}$.

Для второго случая время, за которое намагниченность достигает своего равновесного значения, уменьшается за счет влияния волнового фронта. Для рассмотренного случая $m_0 = 0$ (см. рис. 1) время релаксации определяется только волновым фронтом.

Оценим относительные вклады волнового фронта и однородной эволюции в релаксацию $M_\Sigma(\tau)$ для различных m_0 . Представим

$$\frac{dM_\Sigma(\tau)}{d\tau} = \frac{dM_\Sigma^{\text{wave}}(\tau)}{d\tau} + \frac{dM_\Sigma^{\text{flat}}(\tau)}{d\tau}, \quad (11)$$

где $dM_\Sigma^{\text{wave}}(\tau)/d\tau$ и $dM_\Sigma^{\text{flat}}(\tau)/d\tau$ — скорости увеличения полной намагниченности за счет волнового фронта и однородной эволюции намагниченности соответственно (вклады M_Σ^{wave} и M_Σ^{flat} на рис. 2 схематически изображены штриховой линией). Дифференцируя (10) по времени, учитывая при этом, что форма и скорость волнового фронта не зависят от $m_0(\tau)$, и сравнивая результат с (11), видим, что

$$\frac{dM_\Sigma^{\text{wave}}}{d\tau} \approx 2(1 - m_0(\tau))V, \quad (12)$$

$$\frac{dM_\Sigma^{\text{flat}}}{d\tau} \approx (L - 2\xi_0 - 2V\tau)(m - m^3), \quad (13)$$

где $(1 - m_0(\tau))$ — амплитуда волнового фронта в момент времени τ , V — его скорость, множитель 2 в (12) учитывает движение двух фронтов, $(L - 2\xi_0 - 2V\tau)$ — характерный размер размагниченной области в момент времени τ .

Таким образом, $dM_\Sigma^{\text{wave}}/d\tau$ максимально на начальной стадии эволюции, однако в дальнейшем вклад волнового фронта уменьшается по мере уменьшения амплитуды фронта. Значение $dM_\Sigma^{\text{flat}}(\tau)/d\tau$ минимально при малых m , однако затем вклад однородной эволюции увеличивается.

Относительный вклад волнового фронта можно определить как $M_\Sigma^{\text{wave}}/\Delta M_\Sigma$ при $\tau \rightarrow +\infty$, где

$$M_\Sigma^{\text{wave}}(\tau) = 2V \int_0^\tau (1 - m_0(y)) dy.$$

Таблица 1 представляет значения $M_\Sigma^{\text{wave}}/\Delta M_\Sigma$ для различных m_0 при $\tau = 9$.

Таблица 1. Относительный вклад волнового фронта $M_\Sigma^{\text{wave}}/\Delta M_\Sigma$ в релаксацию полной намагниченности

m_0	0,5	10^{-1}	10^{-2}	10^{-4}	0
$M_\Sigma^{\text{wave}}/\Delta M_\Sigma$	0,05	0,11	0,24	0,51	1,0

Из таблицы 1 видно, что при значении $m_0 = 0,5$ вклад волнового фронта пренебрежимо мал, однако при уменьшении m_0 вклад волнового фронта увеличивается, и при размагничивании образца до нуля ($m_0 = 0$)

релаксация полной намагниченности определяется только волновым фронтом.

Оценим значение намагниченности в размагниченной области m_{eq} , при котором вклады волнового фронта и однородной эволюции намагниченности в увеличение $M_\Sigma(\tau)$ становятся сравнимыми. Приравнивая $dM_\Sigma^{\text{wave}}/d\tau = dM_\Sigma^{\text{flat}}/d\tau$, получаем нелинейное уравнение для определения m_{eq} . Так как вклад волнового фронта существенен лишь на начальной стадии эволюции, то, считая $m_{\text{eq}} \ll 1$, можно пренебречь уменьшением амплитуды фронта и размера размагниченной области. Тогда для качественной оценки m_{eq} получаем простую формулу

$$m_{\text{eq}} \approx \frac{2V}{L - 2\xi_0}, \quad (14)$$

где $(L - 2\xi_0)$ — начальный размер размагниченной области (или диаметр лазерного пучка), V — скорость волнового фронта. Для нашего численного примера $m_{\text{eq}} \approx 6 \cdot 10^{-2}$ ($V = 75,01$, $L - 2\xi_0 = 2500$), что находится в хорошем согласии с численными данными на рис. 1.

При экспериментальном исследовании процессов пикосекундной динамики модуля намагниченности измерение асимптотик намагниченности в размагниченной области может быть проблематичным; проще измерять характерную ширину волнового фронта. Скорость сформировавшегося волнового фронта для уравнения КПП пропорциональна его ширине и равна $V = 3a/8$, где a — ширина сформировавшегося волнового фронта [36]. При эволюции достаточно широких начальных условий типа (3) к движущемуся волновому фронту начальная ширина уменьшается незначительно, поэтому для качественных оценок можно считать, что начальная ширина переходной области и ширина сформировавшегося фронта равны. Тогда условие (14) для m_{eq} принимает вид

$$m_{\text{eq}} \approx \frac{3a}{4(L - 2\xi_0)}. \quad (15)$$

Следовательно, если начальное значение намагниченности в размагниченной области меньше, чем m_{eq} , то волновой фронт вносит существенный вклад в скорость продольной релаксации модуля намагниченности.

Заключение

Таким образом, если в результате действия фемтосекундного лазерного импульса в образце создана размагниченная область, то в приближении релятивистской релаксации скорость продольной эволюции полной намагниченности к своему равновесному значению определяется однородной эволюцией намагниченности и движением волнового фронта внутрь размагниченной области, в результате чего происходит замещение намагниченности в размагниченной области на ее равно-

весное значение. Вклад волнового фронта при этом увеличивается, при уменьшении начального значения намагниченности в размагниченной области и при размагничивании до значений меньших m_{eq} (см. (14), (15)) продольная релаксация намагниченности может существенно усилиться за счет волнового фронта.

Признателен профессору Б.А. Иванову за помощь в постановке задачи и полезные обсуждения.

1. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
2. J.-Y. Bigot, M. Vomir, and E. Beaurepaire, *Nature Phys.* **5**, 515 (2009).
3. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
4. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Laser Photon. Rev.* **1**, 275 (2007).
5. M. Battiato, K. Carva, and P.M. Oppeneer, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 027203 (2010).
6. M. Battiato, K. Carva, and P.M. Oppeneer, *Phys. Rev. B* **86**, 024404 (2012).
7. 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).
8. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R.V. Pisarev, and Th. Rasing, *Nature* **429**, 850 (2004).
9. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, and Th. Rasing, *Nature* **435**, 655 (2005).
10. R. Iida, T. Satoh, T. Shimura, K. Kuroda, B.A. Ivanov, Y. Tokunaga, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **84**, 064402 (2011).
11. A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167205 (2007).
12. A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **78**, 104301 (2008).
13. А.Ю. Галкин, Б.А. Иванов, *Письма ЖЭТФ* **88**, 286 (2008).
14. T. Satoh, S.-J. Cho, R. Iida, T. Shimura, K. Kuroda, H. Ueda, Y. Ueda, B.A. Ivanov, F. Nori, and M. Fiebig, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 077402 (2010).
15. J. Nishitani, T. Nagashima, and M. Hangyo, *Phys. Rev. B* **85**, 174439 (2012).
16. A.V. Kimel, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Nature Physics* **5**, 727 (2009).
17. 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).
18. Б.А. Иванов, *ФНТ* **40**, 119 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 91 (2014)].
19. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин, *УФН* **146**, 417 (1985).
20. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001).
21. Б.А. Иванов, *ФНТ* **31**, 841 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 635 (2005)].
22. 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* **472**, 205 (2011).
23. T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, S. ElMoussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L.J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D.V. Afanasiev, B.A. Ivanov, A.M. Kalashnikova, K. Vahaplar, J. Mentink, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Nature Commun.* **3**, 666 (2012).
24. 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).
25. В.Г. Барьяхтар, В.И. Бутрим, Б.А. Иванов, *Письма ЖЭТФ* **98**, 327 (2013).
26. E.G. Galkina, V.I. Butrim, Yu.A. Fridman, B.A. Ivanov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **88**, 144420 (2013).
27. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984).
28. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, Т.К. Соболева, А.Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **91**, 1454 (1986).
29. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, and K.A. Safaryan, *Solid State Commun.* **72**, 1117 (1989).
30. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, and V.A. Stephanovich, *J. Magn. Magn. Mater.* **118**, 373 (1993).
31. Y. Terui, T. Satoh, R. Moriya, B.A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, and K. Kuroda, *Nature Photonics* **6**, 662 (2012).
32. 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).
33. A. Eschenlohr, M. Battiato, P. Maldonado, N. Pontius, T. Kachel, K. Holldack, R. Mitzner, A. Fohlisch, P.M. Oppeneer, and C. Stamm, *Nature Mater.* **12**, 332 (2013).
34. 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. Kime, A. Kirilyuk, Th. Rasing, J. Stöhr, A.O. Scherz, and H.A. Dürr, *Nature Mater.* **12**, 293 (2013).
35. 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).
36. И.А. Ястремский, *ФТТ* **56**, 1076 (2014).
37. А.Н. Колмогоров, И.Г. Петровский, Н.С. Пискунов, *Бюл. МГУ, Математика и механика* **6**, 1 (1937).
38. R. Fischer, *Ann. Eugenics* **7**, 355 (1937).
39. A.I. Akhiezer, V.G. Bar'yakhtar, and S.V. Peletminskii, *Spin Waves*, North-Holland, Amsterdam (1968).
40. D.A. Garanin, *Phys. Rev. B* **55**, 3050 (1997).
41. R.F.L. Evans, D. Hinzke, U. Atxitia, U. Nowak, R.W. Chantrell, and O. Chubykalo-Fesenko, *Phys. Rev. B* **85**, 014433 (2012).

42. В.М. Елеонский, Н.Н. Кирова, Н.Е. Кулагин, *ЖЭТФ* **79**, 321 (1980).
43. D.G. Aronson and H.F. Weinberger, *Adv. Math.* **30**, 33 (1978).
44. Y. Kametaka, *Osaka J. Math.* **13**, 11 (1976).
45. U. Ebert and W. van Saarloos, *Physica D* **146**, 1 (2000).

Evolution of modulus of total magnetic moment of ferromagnet after ultrafast demagnetization

I.A. Yastremsky

The longitudinal evolution of total magnetization to its equilibrium value after the ultrafast demagnetization with a femtosecond laser pulse is determined by two effects: the homogeneous evolution of magnetization and the motion of the wave front inside of the de-

magnetized region. The homogeneous evolution dominates when the demagnetized region has a sufficiently large diameter. However, when the diameter of the demagnetized region decreases, the relative contribution of the wave front increases and on focusing the femtosecond laser pulse to its minimum dictated by the diffraction the wave front can increase significantly the longitudinal relaxation.

PACS: 75.78.Jp Ultrafast magnetization dynamics and switching;
78.47.J Ultrafast pump/probe spectroscopy (< 1 psec);
75.30.Ds Spin waves.

Keywords: ultrafast demagnetization, ferromagnets, femtosecond laser pulse.