

Динамика намагниченности, индуцированная фемтосекундными импульсами света

А.В. Кимель^{1,3}, А.К. Звездин^{2,3,4}

¹*Radboud University, Institute for Molecules and Materials, Nijmegen, 6525 ED, The Netherlands*

²*Институт общей физики им. Прохорова, Российская Академия Наук, г. Москва, 119991, Россия*

³*Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, г. Москва, 119454, Россия*

⁴*Московский физико-технический институт (государственный университет)*

Долгопрудный, г. Москва, 141700, Россия

E-mail: a.kimel@icloud.com

Статья поступила в редакцию 10 апреля 2015 г., опубликована онлайн 24 июля 2015 г.

Приведен обзор работ по динамике намагниченности, индуцированной с помощью фемтосекундных импульсов света. Показано, что действие сверхкороткого импульса света на спины может быть представлено как действие импульса эффективного магнитного поля. Таким образом, светоиндуцированная магнитная динамика может быть описана уравнением Ландау–Лифшица.

Приведено огляд робіт по динаміці намагніченості, індукованій за допомогою фемтосекундних імпульсів світла. Показано, що дію надкороткого імпульсу світла на спіни може бути представлено як дію імпульсу ефективного магнітного поля. Таким чином, світлоіндуковану магнітну динаміку можна описати рівнянням Ландау–Ліфшиця.

PACS: **76.50.+g** Ферромагнитный, антиферромагнитный и ферримагнитный резонанс; спин-волновой резонанс;

75.78.Jr Сверхбыстрая динамика намагниченности и переключение;

78.47.J- Сверхбыстрая спектроскопия (<1 пс).

Ключевые слова: уравнение Ландау–Лифшица, диссипативные и недиссипативные опто-магнитные явления.

Введение

Управление магнитным порядком вещества с помощью света является интересной альтернативой для записи магнитной информации без применения внешних магнитных полей. Возможность генерировать импульсы света длительностью менее 100 фемтосекунд сделала оптический контроль намагниченности еще более привлекательным, так как такая технология потенциально может позволить записывать информацию за рекордно короткие времена [1]. Таким образом, изучение отклика намагниченности на такое сверхбыстрое возбуждение — перспективное направление современной науки, которое может оказать значительное влияние на технологии будущего. В этой статье мы приводим обзор работ по динамике намагниченности, индуцированной с помощью сверхкоротких световых импульсов, и описание такой динамики на основе

уравнения Ландау–Лифшица. Ограничимся рассмотрением явлений прямого действия света на спины. Например, явления, в которых фемтосекундный импульс света приводит к генерации акустической волны в магнетике и связанных магнитоакустических колебаний, выходят за рамки этой работы [2,3].

Опто-магнитные явления в недиссипативном приближении

Для того чтобы понять, как свет будет взаимодействовать со спинами в магнитоупорядоченной среде, рассмотрим проблему с точки зрения термодинамики, где световая волна на частоте ω действует на среду с постоянной намагниченностью $M(0)$. Для этого ограничимся электродипольным приближением, предположив, что энергия взаимодействия света со средой определяется произведением электрического поля све-

товой волны \mathbf{E} и поляризации \mathbf{P} . Эта поляризация наводится в среде полем \mathbf{E} . Для простоты ограничимся линейным приближением, считая, что $P_i = \varepsilon_0 \chi_{ij} E_j$, где ε_0 — фундаментальная диэлектрическая константа, χ_{ij} — тензор оптической восприимчивости. Это значит, что $D_i = \varepsilon_0 \varepsilon_{ij} E_j$, где ε_{ij} — тензор диэлектрической проницаемости, D_i — i -компонента вектора электрического смещения. Таким образом, мы с самого начала пренебрегаем более слабым взаимодействием магнитной компоненты световой волны со спинами. Предположим, что в среде отсутствуют какие-либо диссипации энергии света на частоте ω . Такое предположение позволяет утверждать, что энергия установившегося состояния зависит только от установившихся амплитуд \mathbf{E} и \mathbf{P} , а не от того, как это состояние было достигнуто [4]. Можно показать, что если энергия такого состояния, взятая на единицу объема и усредненная по времени, равна Φ , то

$$\Phi = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_{ij} E_i E_j. \quad (1)$$

Отсюда найдем, как такая энергия повлияет на эффективное магнитное поле в уравнении Ландау–Лифшица [5]:

$$H_{\text{eff}}(0) = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \Phi}{\partial M(0)}, \quad (2)$$

где μ_0 — фундаментальная магнитная константа. Далее воспользуемся принципом симметрии кинетических коэффициентов [6] и получим, что симметричная $\varepsilon_{ij}^{(s)} = \varepsilon_{ji}^{(s)}$ и антисимметричная $\varepsilon_{ij}^{(a)} = -\varepsilon_{ji}^{(a)}$ части тензора диэлектрической проницаемости являются четной и нечетной функцией намагниченности соответственно.

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij}^{(a)} &= \alpha M + \beta M^3 + \dots, \\ \varepsilon_{ij}^{(s)} &= \varepsilon_{ij}^{(0)} + \gamma M^2 + \varphi M^4 + \dots, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\varepsilon_{ij}^{(0)}$ — тензор диэлектрической проницаемости в отсутствие намагниченности \mathbf{M} , $\alpha, \beta, \gamma, \varphi$ — коэффициенты. Ограничиваясь линейными и квадратичными членами в этом разложении, мы увидим, что свет может действовать на спины как эффективное магнитное поле.

$$H_{\text{eff}}(0) = -\alpha \frac{\varepsilon_0}{\mu_0} E_i(\omega) E_j(\omega) - \gamma \frac{\varepsilon_0}{\mu_0} M(0) E_i(\omega) E_j(\omega). \quad (4)$$

Для изотропной среды и циркулярно поляризованного света это поле направлено вдоль оси распространения света, величина поля пропорциональна интенсивности света, а знак можно менять, изменяя поляризацию света с право-круговой на лево-круговую. Этот эффект был впервые теоретически предложен Питаевским для случая плазмы [7]. Вскоре тот же эффект, названный обратным эффектом Фарадея, был

предложен теоретически и наблюден экспериментально в пара- и диамагнитных кристаллах [8,9]. Линейно поляризованный свет также может воздействовать на спины в магнитоупорядоченных средах благодаря члену в выражении (4), линейному по намагниченности. Этот эффект можно назвать обратным эффектом Коттона–Мутона. Интересным фактом является то, что этот член отличен от нуля даже в коллинеарных антиферромагнетиках, где суммарная намагниченность равна нулю.

Магнитная динамика, индуцированная светом вследствие обратных эффектов Фарадея и Коттона–Мутона

Обратный эффект Фарадея был предсказан более чем 40 лет назад в теоретическом анализе, предложенном Питаевским, который показал, что циркулярно поляризованный свет в прозрачной диспергирующей среде может привести к намагниченности такой среды [7]. Вскоре после этого обратный эффект Фарадея наблюдался в парамагнитных твердых телах [8,9] и в плазме [10]. Ранние работы действительно показали, что возбуждение среды циркулярно поляризованным лазерным импульсом соответствует действию эффективного магнитного поля. Для импульса длительностью 30 нс и интенсивностью 10^7 Вт/см² достигнутые величины магнитного поля оказались на уровне всего лишь 10^{-2} Гс. С развитием лазерных источников света, способных генерировать импульсы короче 100 фс, появилась уникальная возможность создать беспрецедентно короткий импульс эффективного магнитного поля и таким образом получить инструмент для изучения спиновой динамики магнитоупорядоченных сред. Интенсивности таких лазерных импульсов могут превышать 10^{12} Вт/см². Действительно, в последнее время экспериментальные исследования обратного эффекта Фарадея в плазме показали, что циркулярно поляризованный свет может создать эффективное магнитное поле, направленное по оси распространения света, в несколько десятков килогаусс [11].

Несмотря на все эти эксперименты в парамагнитных твердых телах и плазме, наблюдение сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея в магнитоупорядоченных материалах оставалось нерешенной проблемой [12–14] в течение длительного времени и было продемонстрировано только 10 лет назад [15]. В оригинальной работе исследовалось действие 100 фс лазерного импульса с центральной энергией фотона 1,55 эВ на ортоферрит диспрозия DyFeO₃. В работе использован метод оптической накачки и зондирования, в котором импульс, генерируемый лазером, разбивался на две части.

Наиболее интенсивная часть использовалась в качестве импульса накачки, в то время как менее интенсивная часть — в качестве импульса зондирования.

Оба импульса распространялись по различным траекториям, но фокусировались на одну точку на образце. Благодаря прямому магнитооптическому эффекту Фарадея магнитные изменения, вызванные накачкой, можно было измерять с помощью детектирования угла поворота плоскости поляризации импульса зондирования. Изменения времени задержки между импульсами накачки и зондирования позволяет отслеживать временную динамику магнитных изменений в среде, вызванных накачкой. Временное разрешение таких измерений ограничивается шириной импульса лазера. Задержка между возбуждающим и пробным импульсами может изменяться достаточно точно с помощью изменения пути следования импульсов от места их разделения до образца. Так, разница в длине в 1 мкм соответствует времени задержки, равной 3,3 фс.

DyFeO₃ принадлежит классу редкоземельных ортоферритов, которые кристаллизуются в ромбической структуре типа перовскита [16]. Магнитный порядок определяется спинами железа, упорядоченными антиферромагнитно. Несмотря на антиферромагнитное упорядочение, в результате взаимодействия Дзялошинского–Мория спины антиферромагнитных подрешеток скашиваются на малый угол порядка 0.5° и приводят к небольшому магнитному моменту. Несмотря на то, что намагниченность в ортоферрите диспрозия мала, вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия этот материал обладает огромным эффектом Фарадея.

На рис. 1 показана временная зависимость эффекта Фарадея в DyFeO₃ для света, распространяющегося вдоль кристаллографической оси [001], после того, как на материал воздействовали 100 фс циркулярнополяризованным лазерным импульсом. Эксперименты были

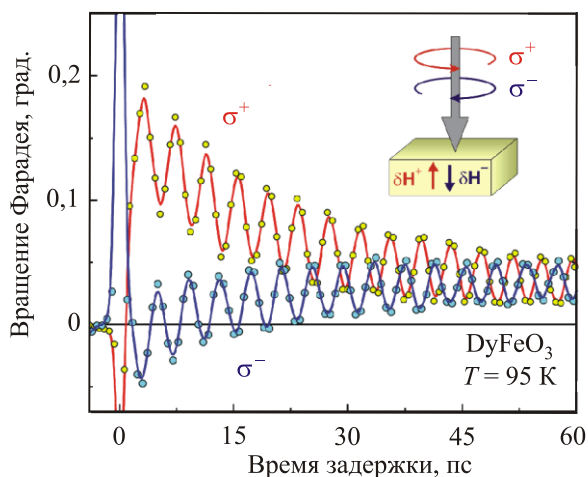


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Магнитная динамика, возбужденная в DyFeO₃, правоциркулярно (σ^+) и левоциркулярно (σ^-) поляризованным лазерным импульсом длительностью около 100 фс. Динамика измерена с помощью магнитооптического эффекта Фарадея [15].

выполнены для импульсов с право- и лево-круговыми поляризациями. На рисунке видно, что воздействие вызывает колебания с частотой около 300 ГГц. Частота этих колебаний находится в хорошем согласии с частотой антиферромагнитного резонанса в DyFeO₃. Таким образом, колебания вращения Фарадея могут быть однозначно отнесены к спиновым колебаниям. Как видно на рисунке, фаза спиновых колебаний зависит от циркулярности поляризации импульса накачки. Правокруговая и левокруговая поляризации приводят к возбуждению спиновых колебаний противоположных фаз.

Для демонстрации того, что действие импульса света соответствует действию импульса магнитного поля, были проведены эксперименты с распространением света вдоль разных кристаллографических направлений. Ортоферрит характеризуется двумя модами антиферромагнитного резонанса с совершенно разными температурными зависимостями [16]. Рисунок 2 показывает температурные зависимости частот спиновых колеба-

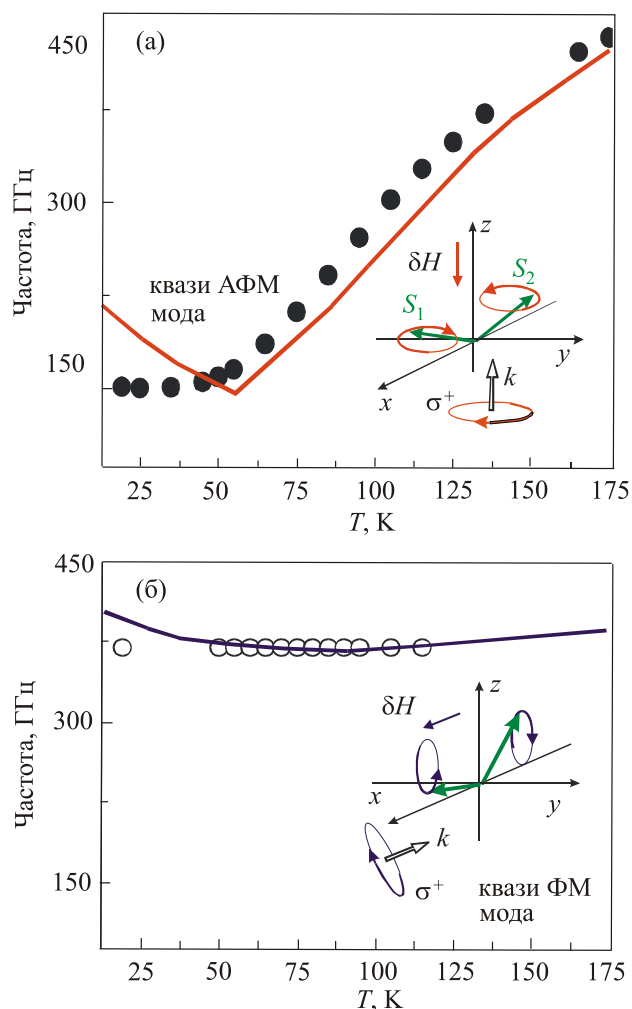


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Температурная зависимость частот спиновых осцилляций, возбуждаемых короткими циркулярно поляризованными лазерными импульсами в DyFeO₃ при распространении вдоль оси z (а) и вдоль оси x (б) [15].

ний, возбуждаемых циркулярно поляризованными лазерными импульсами, распространяющимися вдоль разных кристаллографических осей. В частности, точками на рис. 2(а) показаны частоты, возбуждаемые лазерными импульсами, распространяющимися вдоль [001] кристаллографического направления. Кружки на рис. 2(б) показывают частоты, возбуждаемые лазерными импульсами, распространяющимися вдоль [100] кристаллографического направления. Линии на рис. 2 показывают температурное поведение частот двух мод магнитного резонанса в DyFeO_3 . Видно, что лазерные импульсы, распространяющиеся вдоль разных осей, возбуждают разные моды магнитного резонанса. Интересно, что нижняя (квазиантиферромагнитная) мода может возбудиться, только если свет действует как эффективное магнитное поле, направленное вдоль оси [001], а верхняя (квазиферромагнитная) может возбудиться, только если свет действует как поле, направленное вдоль [100] оси [16]. Таким образом, этот эксперимент послужил убедительным доказательством возможности генерации коротких импульсов эффективного магнитного поля с помощью эффекта Фарадея.

В качестве одного из наиболее интересных применений обратного эффекта Фарадея существует возможность изучения сверхбыстрой динамики фазовых переходов и переключения магнитного состояния магнетиков. Возможность таких переходов, индуцированных светом в прозрачных, т.е. непоглощающих средах, рассматривалась теоретически в работе [17], но эксперименты, реализующие такие переходы с помощью фемтосекундных возбуждений, отсутствовали.

Такая возможность была использована при изучении ориентационного фазового перехода первого рода в HoFeO_3 , что позволило обнаружить принципиально новый инерционный механизм сверхбыстрой переориентации спинов, который становится возможным в материалах с антиферромагнитным упорядочением спинов [18].

Другой пример изучения сверхбыстрой кинетики магнитных фазовых переходов также был реализован на одном из редкоземельных ортоферритов $(\text{Sm}, \text{Pr})\text{FeO}_3$, где исследовался ориентационный фазовый переход второго рода с помощью уникального метода фемтосекундной фотографии [19] (рис. 3). В этой работе лазерный импульс нагревал материал и индуцировал реориентацию спинов на 90° . При накачке линейно поляризованным 60 фс импульсом такой нагрев занимал время порядка 5 пс и приводил к формированию области с двумя типами доменов с противоположными направлениями намагниченностей. Формирование такой доменной структуры было обусловлено тем, что при отсутствии магнитного поля состояния с намагниченностью вверх и с намагниченностью вниз имеют одинаковые энергии. Тем не менее было обнаружено, что если нагрев осуществляется циркулярно поляризованным

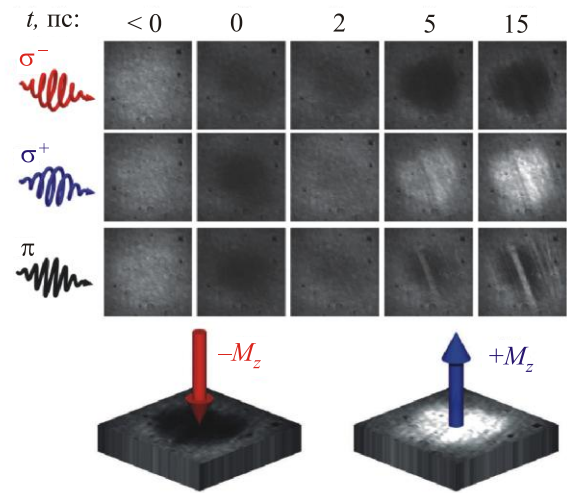


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Фотографии магнитных доменов в $(\text{Sm}, \text{Pr})\text{FeO}_3$, сделанные до возбуждения 60 фс лазерным импульсом, в момент возбуждения, а также через 2, 5 и 15 пс после возбуждения 60 фс лазерным импульсом. Строки соответствуют возбуждениям правоциркулярно (σ^+), левоциркулярно (σ^-) и линейно (π) поляризованными импульсами [19].

импульсом, то результирующий магнитный домен становится однородным, с намагниченностью вверх для правокруговой поляризации и с намагниченностью вниз — для левой. Такой эксперимент поднимает вопрос о том, как поле, приложенное во время действия импульса, т.е. во время 100 фс, может снять вырождение в фазе, которая сформируется только в результате нагрева по истечении 5 пс. Этот парадокс разрешился путем учета того факта, что короткий импульс эффективного магнитного поля способен инициировать спиновые осцилляции малой амплитуды. Осцилляции приводят к динамическому снятию вырождения между двумя состояниями намагниченности в высокотемпературной фазе. Пока осцилляции сохраняют когерентность, спиновая система «помнит» поляризацию лазерного импульса. Замечательным фактом этого наблюдения является возможность управлять направлением фазового перехода, используя несколько независимых параметров: поляризацию света, интенсивность импульса и температуру образца.

Демонстрации сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея не ограничены ортоферритами. Напротив, эффект — очень распространенное явление, которое разрешено практически в любом материале, включая широкий класс оксидов железа и других соединений переходных металлов [20–30]. Даже в антиферромагнетиках с коллинеарной магнитной структурой и без намагниченности благодаря обратному эффекту Фарадея фемтосекундные лазерные импульсы способны эффективно возбуждать спиновые осцилляции [28–30]. В этом случае роль возбуждающей силы играет временная производная эффективного магнитного поля [31–34]. Используя один из

таких антиферромагнетиков KNiF_3 , удалось показать, что свет способен эффективно возбуждать спины, даже если энергия фотонов накачки настроена на область практически нулевого поглощения в материале [35]. При этом в спиновой динамике отсутствуют какие-либо проявления того, что лазерный импульс также передал энергию электронам или фононам (см. рис. 4). Этот эксперимент ярко свидетельствует, что обратный эффект Фарадея — недиссипативное явление и не требует какого-либо поглощения на частоте света.

Магнитная динамика, индуцированная фемтосекундным импульсом света вследствие обратного эф-

фекта Коттона–Мутона, была впервые рассмотрена Калашниковой с соавторами на примере FeBO_3 [36,37]. Впоследствии подробный анализ опто-магнитных явлений был проведен для DyFeO_3 , который позволил различить вклады обратных эффектов Коттона–Мутона и Фарадея в возбуждение магнитной динамики в этом материале [38]. Недавно было показано, что, используя линейно и циркулярно поляризованные лазерные импульсы, можно возбудить все три моды антиферромагнитного резонанса в трехподрешеточном антиферромагнетике — гексагональном манганите YMnO_3 [39].

Влияние фемтосекундных лазерных импульсов на магнитную динамику как результат поглощения света

Поскольку фотоны циркулярно поляризованного света обладают угловым моментом, поглощение света фемтосекундных импульсов приводит к сверхбыстрой динамике орбитального момента возбуждаемых электронов [40]. В средах с сильным спин-орбитальным взаимодействием такая динамика может приводить к наведению и сверхбыстрой динамике неравновесной спиновой поляризации в среде. Наиболее просто такая спиновая поляризация наводится светом в прямозонных полупроводниках, что позволило детально изучать процессы сверхбыстрой спиновой динамики в диа- и парамагнитных полупроводниках задолго до изобретения фемтосекундных лазеров даже с помощью методов безвременного разрешения [41]. С появлением прямозонных ферромагнитных полупроводников возможность управлять магнитным порядком с помощью оптической ориентации и генерации неравновесной спиновой поляризации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне вызвала заметный интерес как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения [42]. Интересно, что именно в таких ферромагнитных полупроводниках было обнаружено явление оптического spin-transfer torque, имеющего глубокую аналогию со spin-transfer torque, который индуцируется током [43–45]. В работе было предложено, что в ферромагнитном полупроводнике GaMnAs благодаря возбуждению межзонных электронных переходов циркулярно поляризованным светом создается неравновесная спиновая поляризация электронов в зоне проводимости. В результате обменного взаимодействия спинов этих электронов со спинами ионов Mn , упорядочение которых и отвечает за ферромагнитный порядок в материале, спины электронов начинают прецессировать вокруг направления спинов Mn , а спины Mn — вокруг суммарного спинового момента электронов проводимости. Если время релаксации спинов в зоне проводимости велико по сравнению с периодом их прецессии вокруг спинов Mn , то на намагниченность Mn действует

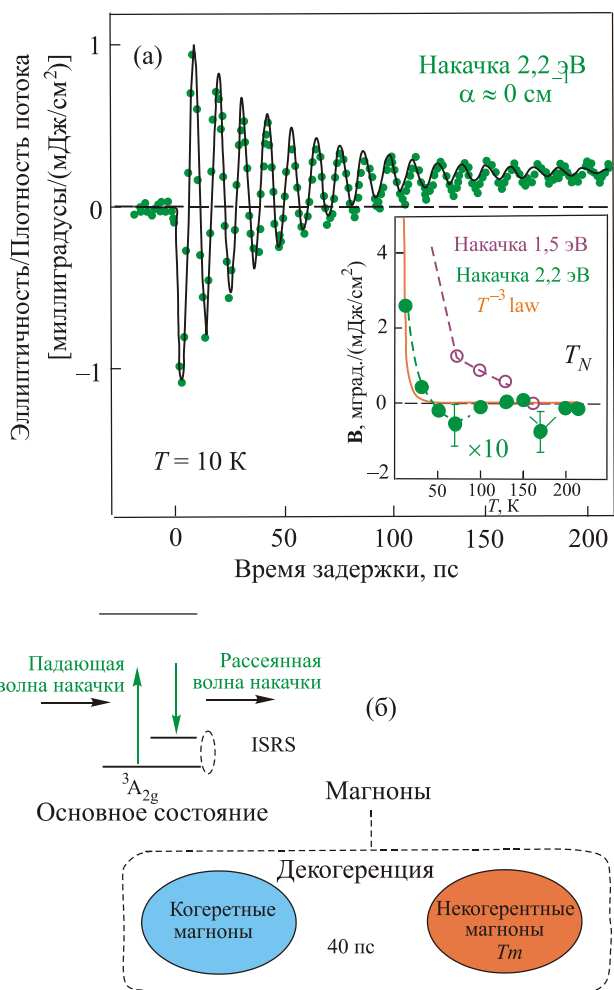


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Спиновая динамика, индуцированная сверхкоротким импульсом света в KNiF_3 и проявляющаяся в эллиптичности поляризации импульса зондирования. На фоне осцилляций наблюдается плавный экспоненциальный рост сигнала с характерным временем 40 пс. Такой рост объясняется продольной динамикой вектора антиферромагнетизма как результат нагрева спиновой системы. Вставка показывает амплитуду экспоненциального вклада как функцию температуры образца (а). Схематическое описание процесса перекачки энергии от светового импульса к спиновой системе, проводящего к ее нагреву и частичному разрушению магнитного порядка [35] (б).

момент силы, направленный по $\mathbf{M} \times [\mathbf{n} \times \mathbf{M}]$, где \mathbf{n} — аксиальный вектор, направленный параллельно или антипараллельно направлению распространения света в зависимости от циркулярности поляризации последнего. Если же время спиновой релаксации возбужденных носителей заряда мало, то оптический spin-transfer torque действует точно в том же направлении, что и обратный эффект Фарадея.

Действие циркулярного поляризованного света на спин-поляризованные носители в магнитных металлах до сих пор остается мало исследованным вопросом, который часто осложняется ограниченной информацией об электронной структуре исследуемых металлов. Например, разделение вкладов недиссипативного обратного эффекта Фарадея и диссипативного эффекта оптического spin-torque в возбуждение магнитного резонанса в аморфном ферритмагнитном сплаве GdFeCo циркулярно поляризованным светом (рис. 5) не представляется возможным до сих пор [46].

Индукцированная лазерным импульсом спиновая динамика в условиях f-f резонанса

В заключение статьи интересно рассмотреть возможность наблюдения диссипативных и недиссипативных эффектов света на магнетизм в одном материале. Понятно, что один или другой механизм будет доминировать в зависимости от энергии фотонов на-

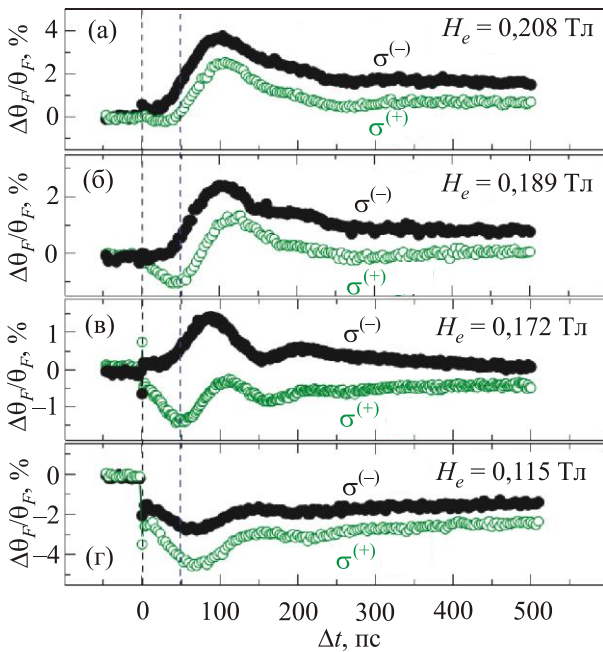


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Магнитная динамика, возбужденная в аморфном сплаве GdFeCo правоциркулярно (σ^+) и левоциркулярно (σ^-) поляризованными лазерным импульсом длительностью около 100 фс. Динамика измерена с помощью магнитооптического эффект Фарадея [46].

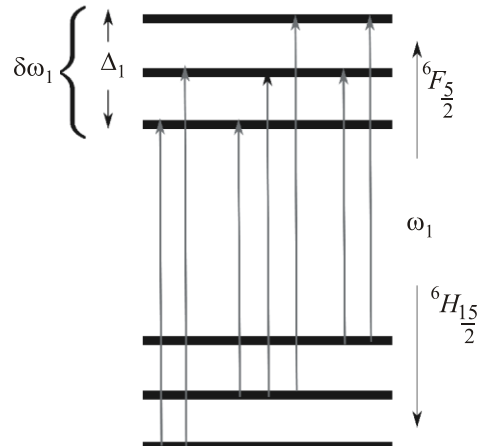


Рис. 6. Исходные состояния Dy^{3+} в кристаллическом поле.

качки. Рассмотрим спиновую динамику, индуцированную светом в $DyFeO_3$, в котором наблюдались сильные недиссипативные обратные эффекты Фарадея и Коттона–Мутона. В этой связи интересно проанализировать спиновую динамику в результате резонансной накачки $f-f$ переходов ионов диспрозия.

Выше мы рассмотрели низкочастотную спиновую динамику, индуцированную фемтосекундным лазерным импульсом, распространяющимся в прозрачной, недиссипативной среде. Формула (4) для возникающего при этом эффективного магнитного поля, создаваемого лазерным импульсом, является основным инструментом, используемым для интерпретации наблюдаемых эффектов. С точки зрения квантовой механики это эффективное поле возникает в гамильтониане системы во втором порядке теории возмущений по амплитуде лазерного излучения [4]. При этом предполагается, что частота лазерной накачки далека от резонанса, т.е. от какой-либо частоты оптического перехода среды.

В этом параграфе мы кратко обсудим другой предельный случай когда частота накачки находится вблизи резонанса. В качестве последнего выберем $f-f$ переход ${}^6H_{5/2} \rightarrow {}^6F_{5/2}$ в $DyFeO_3$. Ему соответствует длина волны $\lambda = 800$ нм (см. рис. 6).

Рассмотрим необратимый перенос углового момента от циркулярно поляризованного светового импульса к возбужденным f -ионам и от них к железной подрешетке $DyFeO_3$. При поглощении циркулярно поляризованного фотона редкоземельным (РЗ) ионом в нем возникают фотовозбужденные электрон и дырка. Более детально, на одном из уровней мультиплета ${}^6F_{5/2}$ возникает электрон со спином, направленным в зависимости от поляризации фотона параллельно или антипараллельно \mathbf{n} ($|\mathbf{n}| = 1$, $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$, где \mathbf{k} — волновой вектор фотона). В основном мультиплете ${}^6H_{15/2}$ возникает дырка. Возбужденные электрон и дырка связаны между собой сильным кулоновским взаимодействием.

Величина полного углового момента РЗ иона в зависимости от спиральности изменяется на $\pm\hbar$ в силу закона сохранения полного углового момента РЗ ион + фотон. Такое фотовозбужденное состояние со спином $s = 1$ можно назвать *редкоземельным экситоном Френкеля* (RFE), подобно тому, как об этом говорят при обсуждении электродипольных переходов в ионах железа в случае антиферромагнетиков [47]. Вероятность перескока экситона Френкеля между соседними редкоземельными ионами хотя принципиально отлична от нуля, но является, очевидно, малой величиной из-за сильной локализованности f -орбиталей.

Очевидно, RFE приобретает от фотона угловой момент $\pm\hbar$ и, следовательно, дополнительный магнитный момент, среднее значение μ которого (на ион) определяется следующим уравнением [43–45, 48]:

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = -\gamma[\mu, \tilde{\lambda} \mathbf{m}] + 2\mu_B P \mathbf{n} - \frac{\mu}{\tau}, \quad (5)$$

где \mathbf{m} — намагниченность подсистемы Fe ($\mathbf{m} = \mathbf{M}_{Fe}/(2M_0)$ см. ниже), $\tilde{\lambda} \mathbf{m}$ — обменное поле, действующее со стороны Fe подсистемы на фотовозбужденную намагниченность редкоземельного иона, τ — время декогеренции спинов, включающее в себя процессы релаксации (продольной τ_1 и поперечной τ_2), и процесс рекомбинации RFE, $\tau \lesssim 10^{-12}$ с; P — вероятность рождения RFE в единицу времени, определяется следующей формулой:

$$P = \pm \sum_{i,k} \frac{2\pi}{\hbar} |\langle {}^6H_{15}, k | \hat{V}(t) | {}^6F_5, i \rangle|^2 \Gamma_i^{-1} \rho(E_k) = \pm a(T) E_0^2(t), \quad (6)$$

где Γ_i — ширина i -го уровня, $\rho(E_k)$ — вероятность заполнения k -го уровня основного мультиплета, коэффициент $a(T) \sim 2\pi d_{\text{eff}}^2 / \hbar \Gamma$, d_{eff} — эффективный дипольный момент РЗ иона в кристаллическом поле (с нарушенной четностью), T — температура, E_0 — амплитуда электрического поля света ($E_0(t) = E_0 e^{-(t^2/2T^2)}$), знак в этой формуле определяется поляризацией фотона. Коэффициент $a(T)$ вычисляется отдельно, его величина зависит от эффективных электродипольных моментов РЗ ионов, определяемых соответствующими матричными элементами для изучаемого перехода, оценки которых, однако, весьма приближительны, поэтому лучше на настоящем этапе этот параметр определять из эксперимента.

Уравнение (5) имеет квазистационарное (т.е. при $\dot{\mu} = 0$) решение:

$$\mu = \frac{2\mu_B P(t) \tau}{1 + \Omega^2 \tau^2} \left(\mathbf{n} + \Omega \tau \left[\mathbf{n}, \frac{\mathbf{m}}{m} \right] + \Omega^2 \tau^2 \frac{\mathbf{m}}{m} \left(\frac{\mathbf{m}}{m}, \mathbf{n} \right) \right), \quad (7)$$

где $\Omega = \gamma \tilde{\lambda} m$ — частота прецессии фотовозбужденных спинов в обменном поле, создаваемом подсистемой Fe ($\Omega \sim 10^{11}$ Гц).

Редкоземельный ион, приобретая от лазерного импульса дополнительный магнитный момент μ , создает посредством f - d обмена вращательный момент на подсистеме ионов Fe, определяемый следующими характеристическими величинами: $[\mathbf{M}_i, \lambda \mu]$, где \mathbf{M}_i ($i = 1, 2, 3, 4$) — намагниченности Fe подрешеток, λ — соответствующая обменная константа. По аналогии с эффектом переноса спинового момента и соответствующим спиновым вращающим моментом, создаваемым спин-поляризованным током (STT- spin transfer torque) (см., например, [49]), рассматриваемый нами вращающий момент можно определить как optical spin-transfer torque (OSTT) [43–45, 48]. Характерно, что μ в общем случае зависит от \mathbf{m} , поэтому возникший за счет действия лазерного импульса вращающий момент, действующий на железную подрешетку, имеет весьма сложную структуру. Первое слагаемое в (7) создает OSTT такой же, как вращающий момент, создаваемый магнитным полем, пропорциональным вектору \mathbf{n} . Его можно определить как field-like OSTT. Вращающий момент, соответствующий второму слагаемому в (7), аналогичен по своей структуре STT Слончевского [50]. Третье слагаемое в (7) является характерным для рассматриваемой ситуации, где в динамике модуль вектора \mathbf{m} не сохраняется. В редкоземельных ионах типично $\Omega \tau \ll 1$, поэтому основную роль в динамике спинов играет первое слагаемое в (7). Эффективное поле, определяющее этот вращающий момент, согласно (5), (7), равно

$$\mathbf{H}_{\text{OSTT}} = \lambda P \tau \mathbf{n}, \quad (8)$$

где величина $P(t)$, зависящая от времени, определяется формулой (6). Точно так же, как это отмечено выше для обратного эффекта Фарадея, подставляя (8) в уравнения Ландау–Лифшица для магнитных подрешеток антиферромагнетика, можно теоретически изучить индуцированную лазерным импульсом спиновую динамику материала. При этом значительную роль в возбуждении динамики Fe подрешетки будет играть не само поле $\mathbf{H}_{\text{OSTT}} = \lambda P \tau \mathbf{n}$, а его производные по времени. Так:

$\dot{\mathbf{H}}_{\text{OSTT}}^b = \lambda \tau \dot{P}(\mathbf{n} \mathbf{b})$ возбуждает квазиферромагнитную моду;

$\dot{\mathbf{H}}_{\text{OSTT}}^c = \lambda \tau \dot{P}(\mathbf{n} \mathbf{c})$ возбуждает квазиантиферромагнитную моду.

Заключение

Показано, что импульс света является уникальным возбуждением в магнетизме, которое позволяет подействовать на спины за времена менее, чем 100 фс. При возбуждении магнитноупорядоченных веществ такими

импульсами появляется уникальная возможность изучать процессы управления намагниченностью вещества и кинетику магнитных фазовых переходов на рекордно коротких временах. В данной работе описаны различные механизмы, позволяющие действовать на спины с помощью света. В частности, такой эффект может быть достигнут как в результате нерезонансного, так и резонансного оптического возбуждения электродипольных переходов. Показано, что действие сверхкороткого импульса света на спины может быть представлено как действие такого же короткого импульса эффективного магнитного поля, а фотоиндуцированная спиновая динамика описана с помощью уравнения Ландау–Лифшица.

Работа выполнена в рамках программы «Ведущий Ученый» Министерства образования и науки Российской Федерации (проект номер 14.Z50.31.0034).

1. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
2. A.V. Scherbakov, A.S. Salasyuk, A.V. Akimov, X. Liu, M. Bombeck, C. Brüggemann, D.R. Yakovlev, V.F. Sapiega, J.K. Furdyna, and M. Bayer, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 117204 (2010).
3. J.V. Jaeger, A.V. Scherbakov, T.L. Linnik, D.R. Yakovlev, M. Wang, P. Wadley, V. Holy, S.A. Cavill, A.V. Akimov, A.W. Rushforth, and M. Bayer, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 032409 (2013).
4. P.S. Pershan, *Phys. Rev.* **130**, 919 (1963).
5. L. Landau and E. Lifshitz, *Phys. Z. Union* **8**, 153 (1935).
6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Статистическая физика, Часть 1. Теоретическая физика*, Том 5. Наука, Москва (1995).
7. Л.П. Питаевский, *ЖЭТФ* **39**, 1450 (1960).
8. J.P. van der Ziel, P.S. Pershan, and L.D. Malmstrom, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 190 (1965).
9. P.S. Pershan, J.P. van der Ziel, and L.D. Malmstrom, *Phys. Rev.* **143**, 574 (1966).
10. J. Deschamps, M. Fitairre, and M. Lagoutte, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 001330 (1970).
11. Y. Horovitz, S. Eliezer, A. Ludmirsky, Z. Henis, E. Moshe, R. Shpitalnik, and B. Arad, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 001707 (1997).
12. G. Ju, A. Vertikov, A.V. Nurmikko, C. Canady, G. Xiao, R.F.C. Farrow, and A. Cebollada, *Phys. Rev. B* **57**, R700 (1998).
13. P.J. Bennet, V. Albanis, Y.P. Svirko, and N.I. Zheludev, *Opt. Lett.* **24**, 1373 (1999).
14. R. Wilks, R.J. Kicken, M. Ali, B.J. Hickey, J.D.R. Buchanan, A.T.G. Pym, and B.K. Tanner, *J. Appl. Phys.* **95**, 7441 (2004).
15. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, and Th. Rasing, *Nature* **435**, 655 (2005).
16. H.P.J. Wijn, *Numerical Data and Functional Relationships, Landolt-Bornstein New Series Group III*, Springer, Berlin (1994), Vol. 27f.
17. А.Ф. Кабыченков, *ЖЭТФ* **100**, 1219 (1991).
18. A.V. Kimel, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Nature Phys.* **5**, 727 (2009).
19. 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).
20. F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 047402 (2005).
21. F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **73**, 014421 (2006).
22. A.V. Kimel, C.D. Stanciu, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **74**, 060403 (2006).
23. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, F. Hansteen, R.V. Pisarev, and Th. Rasing, *J. Phys.: Cond. Mat.* **19**, 043201 (2007).
24. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Laser & Photon.* **1**, 275 (2007).
25. J.A. de Jong, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **84**, 104421 (2011).
26. T. Satoh, Y. Terui, R. Moriya, B. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, and K. Kuroda, *Nature Photonics* **6** 662 (2012).
27. T. Makino, F. Liu, T. Yamasaki, Y. Kozuka, K. Ueno, A. Tsukazaki, T. Fukumura, Y. Kong, and M. Kawasaki, *Phys. Rev. B* **86**, 064403 (2012).
28. N. Kanda, T. Higuchi, H. Shimizu, K. Konishi, K. Yoshioka, and M. Kuwata-Gonokami, *Nature Commun.* **2**, 362 (2011).
29. J. Nishitani, T. Nagashima, and M. Hangyo, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 081907 (2013).
30. 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).
31. И.В. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин, *УФН* **146**, 417 (1985).
32. И.В. Барьяхтар, Б.А. Иванов, *ФНТ* **5**, 759 (1979) [*Sov. J. Phys. Low. Temp.* **5**, 361 (1979)].
33. А.К. Звездин, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 553 (1979)
34. А.К. Звездин, А.А. Мухин, *Краткие сообщения по физике* **N12**, 10 (1981).
35. D. Bossini, A.M. Kalashnikova, R.V. Pisarev, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Phys. Rev. B* **89**, 060405 (2014).
36. A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167205 (2007).
37. 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).
38. R. Iida, T. Satoh, T. Shimura, K. Kuroda, B.A. Ivanov, Y. Tokunaga, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **84**, 064402 (2011).
39. T. Satoh, R. Iida, T. Higuchi, M. Fiebig, and T. Shimura, *Nature Photonics* **9**, 25 (2015).
40. D.A. Malik, A.T.J.B. Eppink, W.L. Meerts, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and W.J. van der Zande, *Phys. Rev. A* **84**, 043404 (2011).
41. *Optical Orientation*, F. Meyer and B.P. Zakharchenya (eds), North-Holland, Amsterdam (1984).

42. J. Wang, C. Sun, Y. Hashimoto, J. Kono, G.A. Khodaparast, L. Cywiński, L.J. Sham, G.D. Sanders, C.J. Stanton, and H. Munekata, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, R501 (2006).
43. P. Nemes, E. Rozkotová, N. Tesařová, F. Trojánek, E. De Ranieri, K. Olejník, J. Zemen, V. Novák, M. Cukr, P. Malý, and T. Jungwirth, *Nature Phys.* **8**, 411415 (2012).
44. J. Fernandez-Rossier, A.S. Nunez, M. Abolfath, and A.H. MacDonald, *Optical Spin Transfer in Ferromagnetic Semiconductors*. Preprint at <http://arXiv.org/abs/cond-mat/0304492> (2003).
45. A.S. Nunez, J. Fernandez-Rossier, M. Abolfath, and M. MacDonald, *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, 1913 (2004).
46. C.D. Stanciu, F. Hansteen, A.V. Kimel, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 207401 (2007).
47. В.В. Еременко *Введение в оптическую спектроскопию магнетиков*, Наукова думка, Киев (1975).
48. A.J. Schellekens, K.C. Kuiper, R.R.J.C. de Wit, and B. Koopmans, *Nature Commun.* **5**, 4333, (2014).
49. А.К. Звездин, К.А. Звездин, А.В. Хвальковский, *УФН* **178**, 436 (2008).
50. J.C.J. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1 (1996).

Magnetization dynamics induced by femtosecond laser pulses

A.V. Kimel and A.K. Zvezdin

Here we review recent works on magnetization dynamics induced by femtosecond laser pulses. It is shown that the effect of a light pulse on spins is equivalent to an action of an equally short pulse of effective magnetic field. As a result, the laser-induced magnetization dynamics can be described with the help of the Landau–Lifshitz equation.

PACS: **76.50.+g** Ferromagnetic, antiferromagnetic, and ferrimagnetic resonances; spin-wave resonance;
75.78.Jp Ultrafast magnetization dynamics and switching;
78.47.J– Ultrafast spectroscopy (<1 psec).

Keywords: Landau–Lifshitz equation, spin dynamics, non-dissipative and dissipative opto-magnetic effects.