

## Проблемы спиновой и орбитальной динамики, связанные с фемтосекундным оптическим перемагничиванием

М.И. Куркин, Н.Б. Орлова

*Институт физики металлов Уральского отделения РАН  
ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620129, Россия  
E-mail: kurkin@imp.uran.ru*

Статья поступила в редакцию 14 декабря 2009 г.

Анализируются особенности орбитальной и спиновой динамики ферромагнетиков, обусловленные воздействием фемтосекундных лазерных импульсов. Использована модель, в которой предполагается, что за время фемтосекундной оптической накачки успевают измениться только орбитальные моменты электронов. Переориентация спинов происходит после выключения накачки за субнаносекундные времена, характерные для спиновой динамики. Причиной спиновой переориентации является спин-орбитальное поле орбитальных моментов, созданных оптической накачкой. Для того чтобы реализовалось необходимое для спиновой переориентации когерентное состояние неравновесных орбитальных моментов, требуется подавление квантовых флуктуаций орбитальных моментов. Эти флуктуации обусловлены туннельными переходами между вырожденными (по знаку магнитного квантового числа) состояниями орбитальных моментов в кристаллическом поле. Анализируется возможность такого подавления за счет межатомного взаимодействия орбитальных моментов, аналогичного внутриатомному межорбитальному взаимодействию, ответственному за второе правило Хунда.

Аналізуються особливості орбітальної та спінової динаміки ферромагнетиків, які обумовлені впливом фемтосекундних лазерних імпульсів. Використовано модель, у якій передбачається, що за час фемтосекундного оптичного накачування встигають змінитися тільки орбітальні моменти електронів. Переорієнтація спінів відбувається після вимикання накачування за субнаносекундні часи, характерні для спінової динаміки. Причиною спінової переорієнтації є спин-орбітальне поле орбітальних моментів, які створені оптичним накачуванням. Для того щоб реалізовувався необхідний для спінової переорієнтації когерентний стан нерівноважних орбітальних моментів, потрібне пригнічення квантових флуктуацій орбітальних моментів. Ці флуктуації обумовлені тунельними переходами між виродженими (за знаком магнітного квантового числа) станами орбітальних моментів у кристалічному полі. Аналізується можливість такого пригнічення за рахунок міжатомної взаємодії орбітальних моментів, аналогічної внутрішньоатомній міжорбітальній взаємодії, яка відповідає за друге правило Хунда.

PACS: 75.40.Gb Динамические свойства;  
75.60.Jk Механизм перемагничивания;  
42.65.Re Оптическая бистабильность, мультистабильность, включая локальные полевые эффекты.

Ключевые слова: фемтомагнетизм, спиновая динамика, орбитальный магнетизм, магнитооптика, квантовые фазовые переходы.

## 1. Введение. Основные экспериментальные результаты, полученные методами фемтосекундной магнитооптики

Наша статья посвящена проблемам динамики спиновых и орбитальных моментов, возникшим в теории магнетизма в связи с недавними экспериментальными результатами, полученными методами фемтосекундной магнитооптики [1–6]. Поскольку изучение магнитной динамики занимает значительное место в научной деятельности Виктора Григорьевича Барьяхтара [7–20], то мы решили, что такая статья подойдет для выпуска журнала, посвященного его юбилею.

Как известно (в том числе и из работ В.Г. Барьяхтара), характерные времена спиновой динамики относятся к наносекундному ( $\Delta t > 10^{-10}$  с) диапазону, поэтому изучение процессов перемагничивания с фемтосекундным разрешением долгое время считалось нецелесообразным. Отношение к фемтосекундной оптике изменилось после 1996 года, когда появилось сообщение о наблюдении двукратного уменьшения намагниченности пленки никеля под действием лазерного импульса с длительностью 60 фс. [1]. Авторы [1] приписали обнаруженный эффект тепловому воздействию оптической накачки. Полученные результаты были воспроизведены и дополнены новыми результатами [2–4], которые не укладывались в рамки только теплового воздействия. Наконец, наиболее сенсационное сообщение появилось в 2007 году [5]. В нем излагались результаты экспериментального обнаружения эффекта перемагничивания под действием лазерных импульсов с параметрами:

$$\lambda = 800 \text{ нм}, \quad \tau_{\text{pulse}} = 40 \text{ фс}, \quad \Phi = 11,4 \text{ мДж/см}^2 \quad (1.1)$$

( $\lambda$  — длина волны накачки,  $\tau_{\text{pulse}}$  — длительность импульса,  $\Phi$  — его флюенс). Эффект наблюдался на пленке состава  $\text{Gd}_{22}\text{Fe}_{74,6}\text{Co}_{3,4}$  в нулевом магнитном поле.

Обнаруженное сверхбыстрое перемагничивание открывает принципиально новые возможности для значительного (в тысячи раз) увеличения скорости магнитной записи информации. В то же время с появлением фемтосекундной магнитооптики в теории магнетизма возникли крупные проблемы с описанием сверхбыстрых процессов оптического размагничивания и перемагничивания. Одна из таких проблем связана со спиновой природой магнетизма сплавов Fe–Gd–Co, поскольку орбитальные моменты электронов в этих сплавах, как известно [21], заморожены кристаллическим полем. Таким образом, обнаруженное в них фемтосекундное оптическое перемагничивание целиком обусловлено переориентацией спинового момента  $M_S$ , который взаимодействует только с магнитным полем волны оптической накачки. Для такой накачки с параметрами (1.1) амплитуда этого поля  $H_{\text{ph}}$ , как и

амплитуда электрического поля  $E_{\text{ph}}$ , определяется известными выражениями для плотности энергии электромагнитного поля [22]:

$$W = \frac{H_{\text{ph}}^2}{8\pi} = \frac{E_{\text{ph}}^2}{8\pi} = \frac{\Phi}{c\tau_{\text{pulse}}}, \quad (1.2)$$

$c = 3 \cdot 10^{10}$  см/с — скорость света,  $\Phi$  и  $\tau_{\text{pulse}}$  — флюенс и длительность волны накачки (1.1). Из (1.1) и (1.2) для  $H_{\text{ph}}$  и  $E_{\text{ph}}$  получаются значения:

$$H_{\text{ph}} = 5 \cdot 10^4 \text{ Э}, \quad E_{\text{ph}} = 5 \cdot 10^4 \text{ ед. CGSE}. \quad (1.3)$$

Полученное значение  $H_{\text{ph}}$  позволяет оценить минимальное время инвертирования спинового момента  $\tau_S^{\text{inv}}$  в предположении, что частота волны накачки совпадает с частотой прецессии спинов. Для этого воспользуемся известной из теории магнитного резонанса формулой (см., например, [23]):

$$\tau_S^{\text{inv}} = \frac{\pi}{\gamma_S H_{\text{ph}}} = 10^{-11} \text{ с}, \quad (1.4)$$

$$\gamma_S = \frac{e}{mc} = 10^7 \text{ с}^{-1} \text{ Э}^{-1}$$

— гиромагнитное отношение для электронного спина. Полученное значение  $\tau_S^{\text{inv}}$  (1.4) в сто раз превышает длительность импульса накачки  $\tau_{\text{pulse}} = 40$  фс (1.1), что исключает возможность одноимпульсной спиновой переориентации за счет магнитодипольного взаимодействия. В принципе мыслима возможность, при которой переориентация осуществляется под действием многих импульсов. Авторы [5] исключили эту возможность, увеличив в тысячу раз скорость лазерного сканирования (до 50 мм/с), так что домен обратной намагниченности формировался только одним импульсом накачки с параметрами (1.1).

Другой способ переориентации спинов связан с электродипольным взаимодействием электронов с электрическим полем накачки  $E_{\text{ph}}$  (1.3), которое примерно в сто раз сильнее магнитодипольного. Приведенные в разд. 2 оценки показывают, что параметры накачки (1.1) вполне могут обеспечить максимальную заселенность возбужденного состояния за счет электродипольного возбуждения электронов.

Однако правила отбора для электродипольных переходов по орбитальному  $l$ , магнитному  $m$  и спиновому  $\sigma$  квантовым числам [24]

$$\Delta l = \pm 1; \quad \Delta m = \pm 1, 0; \quad \Delta \sigma = 0 \quad (1.5)$$

обеспечивают изменение только орбитального момента электрона. В принципе орбитальный момент в возбужденном состоянии может преобразоваться в спиновый за счет спин-орбитального взаимодействия. Однако, как правило, это преобразование оказывается частичным.

Но даже при полном таком преобразовании орбитального момента не хватит для переориентации спинового. Причина здесь в величине спинового момента иона железа  $S > 2$ , что требует для его переориентации не менее четырех квантов углового момента ( $\Delta\sigma > 4$ ). Орбитальный момент по электродипольным правилам отбора может получить от накачки не более одного такого кванта.

Перечисленных выше трудностей можно избежать, если предположить, что оптическая накачка успевает создать только неравновесный орбитальный момент, а спиновая переориентация происходит после выключения накачки. Такая модель предложена в [25]. Для ее обоснования необходимо было решить следующие задачи.

1. Оценить уровень заселенности возбужденного состояния в конце оптической накачки (разд. 2).

2. Оценить время жизни возбужденного состояния за счет ограничений, накладываемых фемтосекундно-стью накачки (разд. 3).

3. Оценить величину неравновесного орбитального момента после оптической накачки в предположении, что релаксация возбужденного состояния обусловлена спонтанным электродипольным излучением (переходный обратный эффект Фарадея) (разд. 4).

4. Описать динамику орбитального момента в кристаллическом поле. Из этого описания следует, что наблюдаемое значение неравновесного орбитального момента осциллирует со временем около нулевого значения (разд. 5).

5. Предложить механизм подавления этих осцилляций за счет межатомного взаимодействия орбитальных моментов, аналогичного внутриатомному взаимодействию, ответственному за второе правило Хунда для орбитальных моментов частично заполненных оболочек (разд. 6).

6. Оценить время спиновой переориентации в спин-орбитальном поле оптически размороженного орбитального момента, у которого подавлены осцилляции, обусловленные взаимодействием с кристаллическим полем (разд. 7). Полученные результаты обсуждаются в заключительном разделе.

В работе [25] основное внимание было уделено проблеме подавления осцилляций неравновесных орбитальных моментов в кристаллическом поле (см. п. 5). Решения остальных задач, относящихся к п.п. 1–6, не всегда анализировались настолько строго, насколько это было возможно. Другой недостаток работы [25] заключается в том, что в ней много места занимает расчетная часть в ущерб качественному анализу полученных результатов. В этой работе мы постарались исправить эти недостатки за счет того, что появилась возможность сослаться на детали расчетов, приведенных в [25].

## 2. Уровень заселенности возбужденного состояния при оптической накачке с параметрами (1.1)

При описании взаимодействия лазерного излучения с веществом обычно используется решение задачи Раби для двухуровневой системы [26]. Схема соответствующих оптических переходов с поглощением и вынужденным излучением фотонов представлена на рис. 1. Заселенность возбужденного состояния  $n_1(t)$  в задаче Раби является осциллирующей функцией времени  $t$ :

$$n_1(t) = \sin^2 \frac{|V_{01}|t}{\hbar}, \quad (2.1)$$

$|V_{01}|$  — модуль недиагонального матричного элемента электродипольного взаимодействия

$$\hat{V}_E = E_{ph} e \hat{r} \quad (2.2)$$

между состояниями с волновыми функциями  $\Psi_0$  и  $\Psi_1$ , описывающими основное (нижнее) и возбужденное (верхнее) состояния на рис. 1. В формуле (2.2)  $E_{ph}$  — амплитуда электрического поля волны накачки,  $e$  — заряд электрона,  $\hat{r}$  — оператор его координаты. Как следует из (2.1) и (2.2), при значениях  $E_{ph} = 5 \cdot 10^4$  ед. CGSE (1.3) и  $t = \tau_{pulse} = 4 \cdot 10^{-14}$  с (1.1) максимальная заселенность возбужденного состояния  $n_1(\tau) = 1$  достигается, если матричный элемент координаты имеет величину

$$|r_{01}| = 1,7 \cdot 10^{-9} \text{ см}, \quad (2.3)$$

которая близка к значению радиуса первой бордовской орбиты  $r_B = 5,3 \cdot 10^{-9}$  см. Из (2.3) следует, что параметры возбуждающих лазерных импульсов (1.1) в экспериментах [5] вполне могли обеспечить заселенность возбужденных уровней электронов, близкую к максимальной. При этом условии можно оценить плотность орбитального момента образца в зоне накачки  $L(\tau)$ :

$$L(\tau) = V^{-1} \sum_j l_j(\tau). \quad (2.4)$$

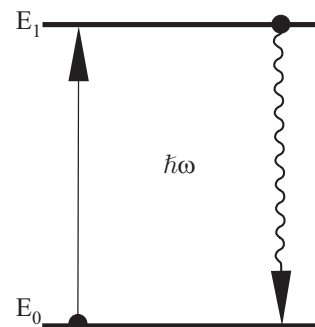


Рис. 1. Схема оптических переходов для двухуровневой системы: прямая стрелка соответствует возбуждению электрона с поглощением фотона, волнистая — его релаксации с вынужденным испусканием фотона.

В (2.4)  $V$  — объем зоны накачки, а суммирование производится по всем электронам в этой зоне. Если считать все электроны одинаковыми, то

$$L(\tau) = n_0 I_j(\tau), \quad (2.5)$$

$n_0$  — плотность атомов, возбуждаемых накачкой.

Для наблюдаемого значения одноэлектронного оператора орбитального момента  $\hat{l}^z$  в соответствии с электродипольными правилами отбора (1.5) получается величина

$$l(\tau) = \langle \Psi_1 | \hat{l}^z | \Psi_1 \rangle = \pm \Delta m \hbar. \quad (2.6)$$

В (2.6) учтено, что

$$l(0) = \langle \Psi_0 | \hat{l}^z | \Psi_0 \rangle = 0, \quad (2.7)$$

в соответствии с условием замораживания [21].

### 3. Влияние фемтосекундности накачки на время жизни возбужденного состояния

Время жизни возбужденного состояния  $\Delta t$  оценивается по ширине линии соответствующего перехода  $\delta\omega$ :

$$\Delta t = \frac{1}{\delta\omega}. \quad (3.1)$$

Для конденсированных сред величина  $\delta\omega$  в основном определяется безызлучательными переходами, в процессе которых энергия возбужденного электрона передается другим степеням свободы исследуемого вещества [27]. В газах, особенно в разряженных, на время  $\Delta t$  существенно влияют процессы спонтанного излучения фотонов за счет взаимодействия электронов с вакуумом электромагнитного поля.

Однако эти правила применимы только к резонансному возбуждению электронов, когда частота накачки в схеме оптических переходов на рис. 1 удовлетворяет условию

$$\hbar\omega = E_1 - E_0.$$

Для нерезонансного возбуждения при величине отстройки от резонанса

$$\Delta E = |E_1 - E_0 - \hbar\omega| \gg \hbar\delta\omega \quad (3.2)$$

время жизни возбужденного состояния  $\Delta t$  определяется соотношением неопределенности Гейзенберга [28]:

$$\Delta E \Delta t > \hbar. \quad (3.3)$$

Знак « $>$ » в (3.3) учитывает вероятностный характер квантовых законов. Неравенство (3.3) можно приближенно заменить равенством, задавшись определенной степенью точности. В частности, равенство

$$\Delta E \Delta t = 2\hbar$$

соответствует тому, что через время

$$\Delta t = \frac{2\hbar}{\Delta E} \quad (3.4)$$

в возбужденном состоянии останется только 15% от исходного числа возбужденных электронов. Это есть та точность, с которой мы использовали соотношение (3.4) для оценки времени жизни электронов, возбужденных фемтосекундной накачкой с параметрами (1.1).

Для оценки величины  $\Delta E$  в (3.4) достаточно учесть, что импульс накачки с длительностью  $\tau_{\text{pulse}}$  имеет неопределенность по частоте

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau_{\text{pulse}}} = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1} \quad (3.5)$$

и соответствующую неопределенность по энергии фотонов

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau_{\text{pulse}}}. \quad (3.6)$$

Из (3.4) и (3.6) для времени  $\Delta t$  получается оценка:

$$\Delta t \approx 2\tau_{\text{pulse}} = 80 \text{ фс}. \quad (3.7)$$

Соотношение неопределенности (3.3) обычно рассматривается как возможность нарушить закон сохранения энергии на величину  $\Delta E$ , но только на время  $\Delta t$ . По прошествии этого времени дефицит в энергии  $\Delta E$  должен быть восстановлен, что при условии (3.2) возможно лишь за счет спонтанного излучения фотонов. При этом несущественно, будут ли излученные фотоны идентичны поглощенным или отличны от них. Главное, чтобы не осталось энергетического дефицита. За счет этой неоднозначности переданный накачкой угловой момент  $l(\tau)$  (2.6) может только частично уйти со спонтанным излучением. Оставшаяся часть определит тот эффект, который можно назвать оптическим размораживанием орбитального момента.

### 4. Оптическое размораживание орбитального момента. Переходный обратный эффект Фарадея

Мы предположили, что неопределенность в энергии фотонов накачки  $\Delta E$  (3.6), обусловленная ее фемтосекундной длительностью, удовлетворяет условию (3.2). В этом случае, как отмечалось выше, релаксация возбужденного состояния в основном будет определяться спонтанным излучением. На рис. 2 представлена схема оптических переходов с возбуждением циркулярно поляризованной накачкой, для которой правила отбора (1.5) имеют вид:

$$\Delta l = 1; \quad \Delta m = 1; \quad \Delta \sigma = 0. \quad (4.1)$$

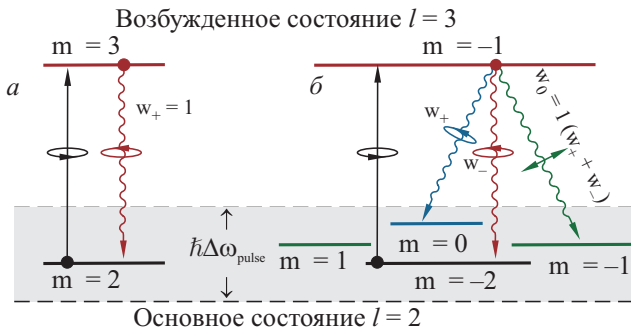


Рис. 2. Схема оптических переходов для  $d$ -электронов ( $l = 2$ ) под действием циркулярно поляризованной накачки с правилами отбора (4.1) (прямые стрелки) из состояния с замороженным орбитальным моментом, которое описывается волновой функцией  $\Psi_0$  (4.2). Спонтанному излучению соответствуют волнистые стрелки, около которых поставлены вероятности переходов.

Схема соответствует  $d$ -электрону с орбитальным квантовым числом  $l = 2$  и магнитными квантовыми числами  $m = 2$  (рис. 2,а) и  $m = -2$  (рис. 2,б). Волновые функции  $\Psi_{2,2}$  и  $\Psi_{2,-2}$ , соответствующие этим квантовым числам, представлены в волновой функции замороженного состояния  $\Psi_0$  в (2.7) с одинаковым весом [21]:

$$\Psi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_{2,2} + \Psi_{2,-2}). \quad (4.2)$$

Известно [21], что состояние с замороженным орбитальным моментом может описываться не только симметричной функцией  $\Psi_0$  (4.2), но и антисимметричной  $\Psi_{0a}$ , которая отличается от  $\Psi_0$  знаком (-) перед  $\Psi_{2,2}$ . Для определенности считаем, что знаки матричных элементов оператора взаимодействия с кристаллическим полем таковы, что состояние с  $\Psi_0$  имеет более низкую энергию, чем состояние с  $\Psi_{0a}$ .

Спонтанному излучению (волнистые стрелки на рис. 2) соответствуют правила отбора

$$\Delta l = -1; \quad \Delta m = \pm 1, 0; \quad \Delta \sigma = 0. \quad (4.3)$$

Далее следует учесть, что из-за изотропности вакуума электромагнитного поля переходы с  $\Delta m = 1$  и  $\Delta m = -1$  имеют одинаковые вероятности  $w$  при условии, что расщепление уровней на рис. 2,б по магнитному квантовому числу  $m$  не превосходит неопределенности по энергии (3.5), (3.6). Тогда переходу с  $\Delta m = 0$  должна соответствовать вероятность  $w_0 = 1 - 2w$ . Это позволяет записать волновую функцию электрона  $\Psi_+$  при  $t = \Delta t$  (т.е. после релаксации из состояния, возбужденного накачкой) в следующем виде:

$$\Psi_+(3\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} \times$$

$$\times \left\{ \Psi_{2,2} + \left[ w^2 \Psi_{2,-2} + (1-2w)^2 \Psi_{2,-1} + w^2 \Psi_{2,0} \right] \right\}. \quad (4.4)$$

Индекс «+» соответствует величине  $\Delta m = 1$  в правилах отбора (4.1). Соответствующее наблюдаемое значение оператора  $\hat{l}^z$  имеет величину:

$$\begin{aligned} L_+(\Delta t) &= \langle \Psi_+(\Delta t) | \hat{l}^z | \Psi_+(\Delta t) \rangle = \frac{1}{2} \langle \Psi_{2,2} | \hat{l}^z | \Psi_{2,2} \rangle + \\ &+ \frac{1}{2} w \langle \Psi_{2,-2} | \hat{l}^z | \Psi_{2,-2} \rangle + \frac{1}{2} (1-2w) \langle \Psi_{2,-1} | \hat{l}^z | \Psi_{2,-1} \rangle = \\ &= \hbar - w\hbar - \left( \frac{1}{2} - w \right) \hbar = \frac{\hbar}{2}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Формирование ненулевого орбитального момента электрона под действием циркулярно поляризованной накачки мы называем оптическим размораживанием орбитального момента. Этот эффект обусловлен различиями в правилах отбора для возбуждения циркулярно поляризованной накачкой (4.1) и спонтанного излучения из возбужденного состояния (4.3). Величина  $L(\Delta t)$  (4.5) определяет плотность оптически размороженного орбитального момента  $L(\Delta t)$ . Соответствующее выражение можно записать по аналогии с формулой (2.5) для  $L(\tau)$ :

$$L_+(\Delta t) = \frac{n_0 \hbar}{2}. \quad (4.6)$$

Соотношения (4.5), (4.6) описывают орбитальный момент, размороженный оптической накачкой, которой соответствуют правила отбора (4.1) с  $\Delta m = 1$ . Для накачки с противоположной циркулярной поляризацией в правилах отбора величина  $\Delta m = -1$ . Из-за этого величины  $L_-(\Delta t)$  и  $L_-(\Delta t)$  отличаются знаком от  $L_+(\Delta t)$  и  $L_+(\Delta t)$ :

$$L_-(\Delta t) = -\frac{\hbar}{2}; \quad L_-(\Delta t) = -\frac{n_0 \hbar}{2}. \quad (4.7)$$

Эффект намагничивания вещества циркулярно поляризованным светом принято называть обратным эффектом Фарадея [29]. Если обычный эффект Фарадея связан с влиянием вещества на излучение, то намагничивание вещества за счет обратного влияния излучения на вещество естественно называть обратным эффектом Фарадея. Обычно этот эффект наблюдается в условиях непрерывной оптической накачки. Поскольку фемтосекундность накачки играет важную роль при оптическом размораживании орбитальных моментов, то формирование неравновесной орбитальной намагниченности

$$M_{L_{\pm}} = \gamma_L L_{\pm}(\Delta t) \quad (4.8)$$

мы назвали переходным обратным эффектом Фарадея [25]. Величина  $\gamma_L$  — гиромагнитное отношение для орбитального момента, связанное со спиновым гиромагнитным отношением  $\gamma_S$  (1.4) известным соотношением [28]:

$$\gamma_S = 2\gamma_L. \quad (4.9)$$

Во второй части статьи анализируются особенности динамики орбитального момента  $L_{\pm}(\Delta t)$  (4.6), (4.7) и его влияние на спиновую динамику.

### 5. Осцилляции оптически размороженных орбитальных моментов, обусловленные их взаимодействием с кристаллическим полем

Обычно считается (см., например, [21]), что свойства орбитальных моментов электронных оболочек атомов **I** в кристаллах в основном определяются их взаимодействием с кристаллическим полем  $\hat{V}_{cf}$ , т.е. с электрическими полями ионов в узлах кристаллической решетки. В частности, ориентация векторов **I** по отношению к осям кристалла обусловлена зависимостью матричных элементов оператора  $V_{cf}$  от орбитального  $l$  и магнитного  $m$  квантовых чисел. Кроме того, через  $\hat{V}_{cf}$  осуществляется связь векторов **I** с колебаниями решетки, ответственная за релаксацию колебаний **I**. Наконец, с  $\hat{V}_{cf}$  связан чисто квантовый эффект — замораживание орбитальных моментов (см. формулу (2.7)). Этот эффект обусловлен, во-первых, вырождением диагональных матричных элементов  $\hat{V}_{cf}$

$$\langle \Psi_{lm} | \hat{V}_{cf} | \Psi_{lm} \rangle = V(l, m) \quad (5.1)$$

по знаку магнитного квантового числа  $m$ :

$$V(l, m) = V(l, -m). \quad (5.2)$$

Причина вырождения (5.2) состоит в том, что со знаком  $m$  связано направление тока в электронной оболочке, но не распределение заряда, от которого зависит взаимодействие **I** с кристаллическим полем.

Во-вторых, если за ось квантования принять направление, соответствующее минимальному значению  $V_{ll}$ , то с  $\hat{V}_{cf}$  будет связан потенциальный барьер высотой  $V_0 = V(l, 0) - V(l, l)$ , разделяющий состояния с квантовыми числами  $m = l$  и  $m = -l$ . Поскольку вектор **I** является квантовым объектом, то между этими состояниями возможны туннельные переходы. Их вероятности определяются матричными элементами

$$\langle \Psi_{l-m} | \hat{V}_{cf} | \Psi_{lm} \rangle = Q(l, m). \quad (5.3)$$

Если значения  $V(l, l) = V(l, -l)$  принять за начало отсчета энергии, т.е. считать  $V(l, l) = V(l, -l) = 0$ , то

оператор  $\hat{V}_{cf}$  при  $m = l$  может быть записан в виде следующего выражения:

$$\hat{V}_{cf} = Q(l, l) \hat{c}_{l,-l}^+ \hat{c}_{l,l} + Q^+(l, l) \hat{c}_{l,l}^+ \hat{c}_{l,-l}, \quad (5.4)$$

в котором операторы  $\hat{c}^+, \hat{c}$  определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} \hat{c}_{l,-l}^+ \hat{c}_{l,l} \Psi_{l,l} &= \Psi_{l,-l}, & \hat{c}_{l,-l}^+ \hat{c}_{l,l} \Psi_{l,-l} &= 0, \\ \hat{c}_{l,l}^+ \hat{c}_{l,-l} \Psi_{l,l} &= 0, & \hat{c}_{l,l}^+ \hat{c}_{l,-l} \Psi_{l,-l} &= \Psi_{l,l}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Формула (5.4) позволяет наиболее просто найти собственные функции  $\Psi_n$  и собственные значения  $V_{cf}$ :

$$\hat{V}_{cf} \Psi_n = E_n \Psi_n. \quad (5.6)$$

Они имеют вид [25]:

$$E_{\pm}^{(l)} = \mp |Q(l, l)|; \quad \Psi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_{l,l} \pm \Psi_{l,-l}). \quad (5.7)$$

Функции  $\Psi_{\pm}$  (в разд. 4 они обозначались  $\Psi_0$  (4.2) и  $\Psi_{0a}$ ) удовлетворяют условию замораживания орбитальных моментов:

$$\langle \Psi_{\pm} | \hat{l}^z | \Psi_{\pm} \rangle = 0. \quad (5.8)$$

Динамика орбитальных моментов в кристаллическом поле описывается нестационарным уравнением Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{V}_{cf} \Psi \quad (5.9)$$

с начальным условием, которое для простоты выберем в виде

$$\Psi(0) = \Psi_{l,l}. \quad (5.10)$$

Решение (5.9) с начальным условием (5.10) описывается функцией

$$\Psi(t) = \cos \frac{|Q(l, l)t|}{\hbar} \Psi_{l,l} - i \sin \frac{|Q(l, l)t|}{\hbar} \Psi_{l,-l}, \quad (5.11)$$

соответственно, для наблюдаемой величины орбитального момента получается выражение [25]:

$$l(t) = \langle \Psi(t) | \hat{l}^z | \Psi(t) \rangle = l \cos \frac{2|Q(l, l)t|}{\hbar}. \quad (5.12)$$

Известно [21], что в веществах с замороженными орбитальными моментами взаимодействие  $V_{cf}$  должно быть гораздо больше спин-орбитального взаимодействия  $V_{SO}$ , определяющего частоты спиновой прецессии  $\omega_S$ , т.е. должно иметь место неравенство:

$$|Q(l, l)t| \gg \hbar \omega_S. \quad (5.13)$$

Условие (5.13) исключает возможность влияния оптически размороженного орбитального момента  $L$  (4.6)

на спиновую динамику. Чтобы такое влияние могло иметь место, необходим механизм эффективного подавления осцилляций (5.12). Один из них обсуждается в следующем разделе.

**6. Влияние межатомного взаимодействия орбитальных моментов на их динамику в кристаллическом поле**

О свойствах орбитальных моментов  $d$ -электронов в кристаллах достоверно известно только то, что они заморожены в смысле равенства (5.8). Малость орбитального магнетизма  $d$ -электронов по сравнению со спиновым не стимулировала интереса к изучению его свойств в магнитоупорядоченных веществах. Мы воспользовались этим пробелом в теории магнетизма, чтобы сделать достаточно рискованное предположение о существовании межатомного взаимодействия орбитальных моментов  $V_{ll}$ , сравнимого по величине с  $V_{cf}$  (5.4). Единственным оправданием для такого предположения является существование внутриатомного взаимодействия орбитальных моментов незаполненных электронных оболочек, ответственного за второе правило Хунда [28] (орбитальный ферромагнетизм). Это взаимодействие должно быть сильнее спин-орбитального  $V_{SO}$ , поскольку с  $V_{SO}$  связано третье правило Хунда, более низкое по рангу, чем второе. Условие

$$V_{ll} \gg V_{SO} \tag{6.1}$$

означает возможность соотношения

$$V_{ll} \approx V_{cf} \tag{6.2}$$

даже при выполнении условия замораживания орбитального магнетизма:

$$V_{cf} \gg V_{SO}. \tag{6.3}$$

При условии (6.2) свойства орбитальных моментов должны описываться решением уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{\mathcal{H}} \Psi \tag{6.4}$$

с гамильтонианом [25]

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{V}_{cf} + \hat{V}_{ll}. \tag{6.5}$$

Взаимодействия  $\hat{V}_{cf}$  и  $\hat{V}_{ll}$  являются антагонистами, поскольку  $\hat{V}_{ll}$  стремится сформировать орбитальный ферромагнитный момент

$$\langle l \rangle = \langle \Psi | \hat{l}^z | \Psi \rangle \neq 0, \tag{6.6}$$

а  $\hat{V}_{cf}$  стремится его занулить в соответствии с равенством (5.8). Чтобы описать результаты их совместного

действия, нами использовано выражение для  $\hat{V}_{ll}$  в приближении молекулярного поля [17]:

$$\hat{V}_{ll} = G \langle l \rangle \hat{l}^z. \tag{6.7}$$

В (6.7) величина  $G$  — константа взаимодействия, а  $\langle l \rangle$  определяется формулой (6.6). В приближении (6.7) стационарное решение уравнения Шредингера (6.4) определяется выражением [25]:

$$\begin{aligned} \Psi_{\pm} &= u_{\pm} \Psi_{l,l} + v_{\pm} \Psi_{l,-l}; \quad u_{\pm}^2 + v_{\pm}^2 = 1; \\ u_{-} &= -v_{+}; \quad v_{-} = u_{+}; \\ \frac{v_{\pm}}{u_{\pm}} &= \frac{E_{\pm} + G \langle l \rangle}{Q(l,l)}; \quad E_{\pm} = \mp \sqrt{|Q(l,l)|^2 + G^2 \langle l \rangle^2}. \end{aligned} \tag{6.8}$$

Подстановка в (6.6) волновой функции  $\Psi_{+}$  из (6.8), соответствующей состоянию с более низкой энергией  $E_{+}$ , приводит к соотношению

$$\frac{\langle l \rangle}{l} = \frac{1 - [v_{+}(\langle l \rangle) / u_{+}(\langle l \rangle)]^2}{1 + [v_{+}(\langle l \rangle) / u_{+}(\langle l \rangle)]^2}, \tag{6.9}$$

которое является уравнением относительно параметра орбитального ферромагнитного порядка  $\langle l \rangle$ . При

$$Q(l,l) \geq Gl \tag{6.10}$$

уравнение (6.9) имеет только одно тривиальное вещественное решение  $\langle l \rangle = 0$  [25]. При

$$Q(l,l) < Gl \tag{6.11}$$

тривиальное решение становится неустойчивым, а устойчиво новое нетривиальное решение  $\langle l \rangle \neq 0$ . На рис. 3 качественно представлена зависимость  $\langle l \rangle$  от отношения  $q = Q(l,l) / Gl$ . Эта кривая похожа на зависимость намагниченности от отношения  $T / T_C$  при фазовом переходе между парамагнитным и ферромагнитным состояниями. Поскольку причиной зануления  $\langle l \rangle$  является квантовое туннелирование между состояниями с магнитными квантовыми числами  $m = l$  и  $m = -l$  за счет недиагонального матричного элемента  $Q(l,l)$  (5.3), то фазовый переход при  $q = 1$  можно назвать квантовым фазовым переходом второго рода [30].

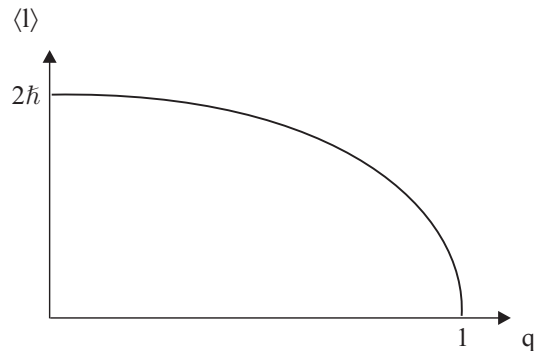


Рис. 3. Зависимость параметра порядка  $\langle l \rangle$  от величины отношения  $q = Q(l,l) / Gl$ .

Одна из особенностей фазовых переходов второго рода состоит в том, что время жизни флуктуаций параметров порядка в парамагнитной области растет по мере приближения к точке перехода. В динамике такое увеличение времени жизни должно проявляться в ослаблении зависимости  $l(t)$  от времени  $t$  по сравнению с (5.12). Этот вывод подтвержден проведенным в [25] расчетом величины

$$l(t) \equiv \langle \Psi(t) | \hat{l}^z | \Psi(t) \rangle$$

с использованием нестационарного решения уравнения Шредингера (6.4) с начальным условием для  $\Psi(t)$ , при котором выполняется соотношение:

$$\frac{l(0)}{l} = \frac{l_+(\Delta t)}{2} = \frac{1}{4}.$$

Оно соответствует оптически размороженному значению  $l(\Delta t)$  (4.5). В полученном в [25] выражении для  $l(t)$

$$\frac{l(t)}{l} = 1,1 - 0,1 \cos \left( 2,06 \frac{Q(l,t)t}{\hbar} \right) \quad (6.12)$$

первое основное слагаемое не зависит от  $t$ , поэтому оно должно влиять на динамику спинового момента. Нас будет интересовать возможность переориентации спиновой намагниченности под действием  $l(t)$  (6.12).

### 7. Влияние оптически размороженной орбитальной намагниченности на спиновую динамику

Влияние оптически размороженной орбитальной намагниченности  $\mathbf{M}_L$  (4.8) (переходного обратного эффекта Фарадея) на поведение спиновой намагниченности  $\mathbf{M}_S$  осуществляется через спин-орбитальное взаимодействие [21]:

$$V_{SO} = -\lambda \mathbf{M}_L \mathbf{M}_S. \quad (7.1)$$

Как следует из (7.1), намагниченность  $\mathbf{M}_L$  создает на спинах спин-орбитальное поле:

$$\mathbf{H}_{SO} = -\lambda \mathbf{M}_L, \quad (7.2)$$

знак которого зависит от поляризации накачки в соответствии с (4.6)–(4.8). При заданной поляризации переориентация  $\mathbf{M}_S$  возможна в доменах с

$$\mathbf{M}_S \uparrow \downarrow \mathbf{H}_{SO}. \quad (7.3)$$

Взаимная ориентация  $\mathbf{M}_S$  и  $\mathbf{H}_{SO}$  (7.3) — не единственное условие, необходимое для перемагничивания  $\mathbf{M}_S$ . Не менее важным является скорость такого перемагничивания, поскольку оно должно успеть произойти за время жизни  $\mathbf{M}_L$ . Эта скорость с учетом требований закона сохранения углового момента должна определяться механизмами обмена угловыми моментами между спинами и решеткой (спин-решеточной релаксации). Поскольку наиболее эффективно связь спинов с решеткой осуществляется через орбитальные

моменты, то их оптическое размораживание должно приводить к ускорению спин-решеточной релаксации. Описание такой ускоренной релаксации — основная цель этого раздела. Эта задача существенно облегчается благодаря тому, что намагниченности  $\mathbf{M}_S$  и  $\mathbf{M}_L$  в приближениях, которые обсуждаются ниже, можно считать классическими векторами и описывать их поведение макроскопическими уравнениями Ландау–Лифшица [7]. Обоснованность классического подхода по отношению к  $\mathbf{M}_S$ , как известно [7], обеспечивает сильное обменное взаимодействие. Оно придает вектору  $\mathbf{M}_S$  ту жесткость, которая необходима для его переориентации как целого.

Применимость классического подхода к динамике орбитальной намагниченности  $\mathbf{M}_L$  менее обоснованна из-за эффекта замораживания  $\mathbf{M}_L$  в равновесном состоянии. По этой причине поведение  $\mathbf{M}_L$  на временах, сравнимых с временем замораживания  $\tau_q$ , требует квантового подхода. Однако на малых промежутках времени ( $\Delta t \ll \tau_q$ ) квантовая (осциллирующая) часть  $\mathbf{M}_L$ , как следует из (6.12), может составлять всего 10% от величины  $|\mathbf{M}_L|$ . С этой степенью точности можно говорить о подавлении квантовых флуктуаций макроскопической намагниченности  $\mathbf{M}_L$  и считать ее классическим вектором.

Мы пользовались стандартным видом уравнений Ландау–Лифшица [7], описывающих эволюцию однородных (не зависящих от координаты) намагниченностей  $\mathbf{M}_S$  и  $\mathbf{M}_L$ :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{M}_S}{dt} &= \gamma_S [\mathbf{M}_S, \mathbf{H}_S] + \mathbf{R}_S; \\ \frac{d\mathbf{M}_L}{dt} &= \gamma_L [\mathbf{M}_L, \mathbf{H}_L] + \mathbf{R}_L. \end{aligned} \quad (7.4)$$

Гиромангнитные отношения  $\gamma_S$  и  $\gamma_L$  в (7.4) описываются формулами (1.4) и (4.9),  $\mathbf{H}_S$  и  $\mathbf{H}_L$  — эффективные магнитные поля, определяемые энергией взаимодействий  $W$ , в которых участвуют  $\mathbf{M}_S$  и  $\mathbf{M}_L$ :

$$H_S = -\frac{\partial W}{\partial M_S}; \quad H_L = -\frac{\partial W}{\partial M_L}. \quad (7.5)$$

Одно из свойств уравнений (7.4) состоит в том, что без релаксационных слагаемых  $\mathbf{R}_S$  и  $\mathbf{R}_L$  их решения удовлетворяют условиям:

$$\begin{aligned} (M_S^x(t))^2 + (M_S^y(t))^2 + (M_S^z(t))^2 &= M_S^2(0) = M_{S0}^2; \\ (M_L^x(t))^2 + (M_L^y(t))^2 + (M_L^z(t))^2 &= M_L^2(0) = M_{L0}^2. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Соотношения (7.6) можно считать количественной формулировкой свойства жесткости намагниченностей  $\mathbf{M}_S$  и  $\mathbf{M}_L$ , позволяющего считать их классическими векторами.

Данное обстоятельство позволяет не включать в  $W$  обменное взаимодействие между спинами и межатом-



ное взаимодействие орбитальных моментов  $V_{ll}$  (6.7), поскольку они уже учтены соотношениями (7.6). В результате в выражении для  $W$  достаточно оставить только два основных взаимодействия — спин-орбитальное  $V_{SO}$  (7.1) и с кристаллическим полем  $V_{cf}$

$$W = V_{SO} + V_{cf}, \quad (7.7)$$

причем из  $V_{cf}$  можно исключить квантовую часть (5.4), ответственную за замораживание  $\mathbf{M}_L$ . Оставшуюся классическую (диагональную в представлении функций  $\Psi_{lm}$  (5.3)) часть  $V_{cf}$  для одноосного кристалла с выделенной осью  $\mathbf{c} \parallel z$  обычно записывают в виде [21]:

$$V_{cf} = -\frac{1}{2}\mathcal{K}(M_L^z)^2. \quad (7.8)$$

Более удобную форму записи  $V_{cf}$ :

$$V_{cf} = -H_{cf}M_L^z, \quad (7.9)$$

пригодную для кристаллов любой симметрии, можно получить, используя обозначения:

$$H_{cf} = -\frac{\partial V_{cf}}{\partial M_L}. \quad (7.10)$$

Формула (7.10) описывает кристаллическое поле без учета квантовых эффектов.

Из (7.1), (7.7) и (7.10) для компонент поля  $H_L$  (7.5) получаются следующие выражения:

$$H_L^z = H_{cf} + \lambda M_S^z; \quad H_L^{x,y} = \lambda M_S^{x,y}, \quad (7.11)$$

причем между величинами  $H_{cf}$  и  $\lambda M_S^\alpha$  ( $\alpha \in [x, y, z]$ ), в соответствии с неравенством  $V_{cf} \gg V_{SO}$  (6.3), должно выполняться соотношение:

$$\varepsilon = \frac{\lambda |M_S|}{H_{cf}} \ll 1. \quad (7.12)$$

Благодаря неравенству (7.12) решение уравнения (7.4) для  $\mathbf{M}_L$  можно искать в виде ряда по степеням  $\varepsilon$ . Это позволяет, во-первых, использовать релаксационное слагаемое  $\mathbf{R}_L$  в приближении времени релаксации, причем только для компонент  $R_L^{x,y}$  [7]:

$$R_L^{x,y} = -\frac{M_L^{x,y}}{\tau_L}, \quad (7.13)$$

так как  $M_L^z$  в первом приближении не зависит от времени  $t$  ( $M_L^z(t) \approx M_L^z(0)$ ). Во-вторых, в линейном приближении по  $\varepsilon$  можно исключить компоненты  $M_L^{x,y}$  из уравнений (7.4), выразив их через  $M_S^{x,y}$ . При описании переориентации  $\mathbf{M}_S$  компоненты  $M_S^{x,y}$  нельзя считать малыми по отношению к компоненте  $M_S^z$ . Тем не менее их так же удастся исключить из уравнений (7.4), используя первое из условий (7.6). В результате получается нелинейное уравнение для компоненты  $M_S^z(t)$ :

$$\frac{dM_S^z}{dt} = -\frac{M_{S0}^2 - (M_S^z(t))^2}{M_{S0}\tau_S} - \frac{M_{S0} - M_S^z(t)}{T_S}. \quad (7.14)$$

В этом уравнении величина  $\tau_S$  связана с  $\tau_L$  (7.13) соотношением:

$$\tau_S^{-1} = \left( \frac{\lambda M_{S0}}{H_{cf}} \right)^2 \tau_L^{-1}. \quad (7.15)$$

В частности, для одноосного кристалла с  $H_{cf} = \mathcal{K}M_{S0}$  (7.8) формула (7.15) принимает вид:

$$\tau_S^{-1} = \left( \frac{\lambda}{\mathcal{K}} \right)^2 \left( \frac{M_{S0}}{M_{L0}} \right)^2 \tau_L^{-1}. \quad (7.16)$$

Если считать, что  $\tau_L^{-1}$  порядка собственных частот  $M_L$  в кристаллическом поле:

$$\tau_L^{-1} \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}, \quad (7.17)$$

отношение  $\lambda / \mathcal{K} \approx 0,1$  и  $M_{S0} / M_{L0} = 2\mu_B / (0,5\mu_B) = 4$ , то для времени ускоренной спин-решеточной релаксации  $\tau_S$  получается оценка:

$$\tau_S \approx (10^{-10} - 10^{-11}) \text{ с}. \quad (7.18)$$

Полученные значения  $\tau_S$  гораздо короче времен спин-решеточной релаксации  $T_S$  при замороженном орбитальном моменте:

$$T_S > 10^{-9} \text{ с}. \quad (7.19)$$

Неравенство  $T_S \gg \tau_S$ , казалось бы, позволяет пренебрегать последним слагаемым в (7.14). Однако у этого правила есть исключение. Оно касается начального условия для (7.14), определяемого равенством:

$$M_S^z(0) = -M_{S0}, \quad (7.20)$$

соответствующим условию антипараллельности  $\mathbf{M}_S$  и  $\mathbf{H}_{SO}$  (7.3). При такой ориентации вектора  $\mathbf{M}_S$  отсутствуют его поперечные компоненты ( $M_S^{x,y}$ ), что влечет за собой равенства  $M_L^{x,y} = 0$ , с которыми связана релаксация  $R_L$  (7.13). По этой причине в (7.14) необходимо удерживать слагаемое с  $T_S$ , обеспечивающее отклонение вектора  $\mathbf{T}_S$  от оси  $z$ , необходимого для включения ускоренной релаксации со временем  $\tau_S$ .

Решение (7.14) с начальным условием (7.20) описывается выражением:

$$M_S^z(t) = -M_{S0} \left[ 1 + \frac{2\tau_S}{T_S} \left( e^{-\frac{2t}{\tau_S}} - 1 \right) \left( e^{-\frac{2t}{\tau_S}} + \frac{\tau_S}{T_S} \right)^{-1} \right]. \quad (7.21)$$

Как видно на рис. 4, зависимость  $M_S^z$  от  $t$  содержит три участка: 1) участок медленного изменения  $M_S^z$  со

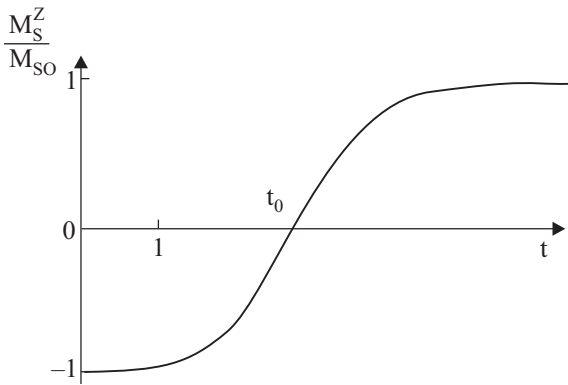


Рис. 4. Зависимость  $M^z$  от времени (7.21) в поле неравновесного орбитального момента, созданного оптической накачкой (при  $T_S / \tau_S = 100$ ).

скоростью  $2/T_S$ , 2) участок экспоненциального нарастания с характерным временем  $\tau_S$ , 3) участок асимптотического насыщения. Длительность участка медленной релаксации хотя и зависит от величины отношения  $T_S / \tau_S$ , но логарифмически слабо. В этом можно убедиться, вычислив время размагничивания  $t_0$ , которое определяется из условия  $M_S^z(t_0) = 0$ :

$$t_0 = \frac{\tau_S}{2} \ln \frac{T_S}{\tau_S}. \quad (7.22)$$

Из (7.22) следует, что полное время перемагничивания порядка  $\tau_S$  (7.18), несмотря на наличие участка медленной релаксации.

### 8. Заключительные замечания

Как отмечалось во Введении, XXI век начался для физики магнитоупорядоченных веществ с крупных проблем, связанных с объяснением результатов, полученных методами фемтосекундной оптики. Основная из этих проблем состоит в том, что фемтосекундные длительности возбуждающих оптических импульсов намного короче наносекундных интервалов времени, характерных для спиновой динамики магнетиков. Новые результаты, полученные в самые последние годы [1–6], подводят к мысли, что выбраться из этого тупика удастся только за счет внесения изменений в основные положения существующей теории магнитной динамики.

Большинство авторов (см., например, [1–6]) исходят из предположения, что возбужденное состояние электронов, созданное оптической накачкой, обладает рядом необычных (пока не ясно каких) свойств по сравнению с основным состоянием. Свою задачу они видят в том, чтобы выявить эти свойства и объяснить с их помощью результаты фемтосекундной магнитооптики.

Обсуждавшаяся в нашей работе модель основана на других (можно даже сказать противоположных) предположениях. Используя соотношение неопределенно-

сти Гейзенберга энергия–время, мы оценили время жизни возбужденного состояния, обусловленное фемтосекундностью накачки  $\Delta t = 80$  фс (3.7). Наше *первое предположение* состоит в том, что за время  $\Delta t$  электроны не успеют передать полученную от накачки энергию другим степеням свободы образца. Тогда у них остается один выход — избавиться от этой энергии с помощью спонтанного излучения, но так, чтобы часть углового момента, полученного от накачки, сохранилась в виде частично размороженного орбитального момента. Соответствующая орбитальная намагниченность  $\mathbf{M}_{L\pm}$  (4.8) (переходный обратный эффект Фарадея) вычислялась уже стандартными методами, не требующими особой изобретательности.

Такая изобретательность потребовалась при описании динамики  $\mathbf{M}_{L\pm}$  в разд. 5 и 6. Наше *второе предположение* — существование взаимодействия между атомными орбитальными моментами  $V_{ll}$  (6.7), сравнимого по величине с  $V_{cf}$  (5.4). Взаимодействие потребовалось нам для того, чтобы подавить осцилляции  $\mathbf{M}_{L\pm}$ , обусловленные  $V_{cf}$  за счет процессов квантового туннелирования. Для подавления таких осцилляций параметры  $V_{ll}$  и  $V_{cf}$  должны быть такими, чтобы орбитальные моменты хотя и были разморожены, но их состояние находилось вблизи точки квантового фазового перехода в ферромагнитно упорядоченное состояние. Близость к этой точке обеспечивает длительное время жизни флуктуаций орбитального момента, как параметра порядка. Наше *третье предположение* состоит в том, что время жизни такой оптически созданной флуктуации  $\mathbf{M}_{L\pm}$  достаточно для переориентации спиновой намагниченности  $\mathbf{M}_S$  в спин-орбитальном поле  $\mathbf{M}_{L\pm}$ .

Все три наши предположения относятся к орбитальному магнетизму, для которого теория в настоящее время не очень разработана. Это обусловлено тем, что в обсуждаемых веществах орбитальные моменты в равновесном состоянии заморожены в смысле равенства (5.8). Отсутствие орбитальной намагниченности не способствовало развитию соответствующей теории. Ее слабое развитие облегчает выдвижение различных предположений, чем мы и воспользовались при разработке своей модели сверхбыстрого оптического перемагничивания. Что касается спиновой части работы, то она выполнена в рамках существующей теории спиновой динамики, созданной во многом благодаря работам Виктора Григорьевича Барьяхтара.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 08-02-00904), фондом «Династия» и Президиума РАН.

1. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
2. B. Koopmans, M. van Kampen, J.T. Kohlhepp, and W.J. M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 844 (2000).

3. V.V. Pavlov, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, and M. Bayer, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 047403 (2007).
4. A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, and T. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167205 (2007).
5. C.D. Stanciu, F. Hansteen, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and T. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 047601 (2007).
6. K. Vahaplar, A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, and T. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 117201 (2009).
7. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
8. В.Г. Барьяхтар, И.М. Витебский, Н.М. Лавриненко, В.Л. Соболев, *ЖЭТФ* **90**, 1111 (1986).
9. В.Г. Барьяхтар, И.М. Витебский, Ю.Г. Пашкевич В.Л. Соболев, В.В. Тарасенко, *ЖЭТФ* **87**, 1028 (1984).
10. В.Г. Барьяхтар, Е.И. Друинский, *ЖЭТФ* **72**, 218 (1977).
11. В.Г. Барьяхтар, В.В. Ганн, Е.И. Друинский и др., *ЖЭТФ* **77**, 301 (1979).
12. В.Г. Барьяхтар, М.А. Савченко, В.В. Тарасенко, *ЖЭТФ* **5**, 936 (1966).
13. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин, *УФН* **146**, 417 (1985).
14. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский, *ФТТ* **25**, 10, 3003 (1979).
15. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984).
16. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, *Динамика и релаксация намагниченности магнитоупорядоченных кристаллов. Проблемы теоретической физики*, Наукова думка, Киев (1984).
17. В.Г. Барьяхтар, В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, *Метод функций Грина в теории магнетизма*, Наукова думка, Киев (1984).
18. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **78**, 1509 (1980).
19. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **94**, 1217 (1988).
20. В.Г. Барьяхтар, И.М. Витебский, Д.А. Яблонский, *ЖЭТФ* **76**, 1361 (1979).
21. Дж. Пейк, *Парамагнитный резонанс*, Мир, Москва (1965).
22. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория поля*, Физматлит, Москва (1960).
23. М.И. Куркин, Е.А. Туров, *ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения*, Наука, Москва (1990).
24. Д.И. Блохинцев, *Основы квантовой механики*, ГИТТЛ, Москва (1949).
25. M.I. Kurkin, N.B. Bakulina, and R.V. Pisarev, *Phys. Rev.* **B78**, 134430 (2008).
26. Л. Мандель, Э. Вольф, *Оптическая когерентность и квантовая оптика*, Физматлит, Москва (2000).
27. Дж. Займан, *Принципы твердого тела*, Мир, Москва (1996).
28. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1974).
29. И.Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, Наука, Москва (1989).
30. S. Sachedev, *Quantum Phase Transition*, Cambridge Univ. Press (1999).

### Problems of spin and orbital dynamics connected with femtosecond optical switching

M.I. Kurkin and N.B. Orlova

In this paper we analyze some peculiarities of the orbital and spin dynamics of ferromagnetics caused by femtosecond laser pulses. We assume that during the femtosecond optical pump only orbital momenta of electrons have time to change. The spin switching occurs during a subnanosecond time typical for spin a dynamics after turning off the pump. The reason of the spin switching is the spin-orbital field of the orbital momenta created by the orbital pump. Suppression of quantum fluctuations of the orbital momenta is needed for the realization of the coherent condition of the nonequilibrium orbital momenta that is necessary for the spin switching. These fluctuations are caused by the tunnel transitions between the degenerate states (by sign of the magnetic quantum number) of the orbital momenta in the crystal field. We analyze the possibility of such suppression by the means of the interatomic interaction of the orbital momenta analogous to the intra-atomic interorbital interaction connected with the second Hund rule.

PACS: 75.40.Gb Dynamic properties;  
75.60.Jk Magnetization reversal mechanisms;  
42.65.Re Optical bistability, multistability, and switching, including local field effects.

Keywords: femtomagnetism, spin dynamics, orbital magnetism, magnetooptics, quantum phase transition.