

Частоты магнитного резонанса ферромагнетика с частично замороженным орбитальным моментом

В.И. Бутрим

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, г. Симферополь, Украина

E-mail: butrimv@mail.ru

Статья поступила в редакцию 22 ноября 2013 г., после переработки 13 декабря 2013 г., опубликована онлайн 21 апреля 2014 г.

Рассмотрена динамика углового момента ферромагнетика при последовательном учете кристаллического поля и спин-орбитального взаимодействия. Спектр магнитных колебаний такого магнетика включает три ветви колебаний различного типа. Среди них есть ветвь продольных колебаний длины орбитального момента и две поперечные ветви, отвечающие связанным колебаниям компонент спина и орбитального момента.

Розглянуто динаміку кутового моменту ферромагнетика при послідовному обліку кристалічного поля і спин-орбітальної взаємодії. Спектр магнітних коливань такого магнетика включає три гілки коливань різного типу. Серед них є гілка подовжніх коливань довжини орбітального моменту і дві поперечні гілки, що відповідають зв'язаним коливанням компонент спіна і орбітального моменту.

PACS: 75.10.Hk Классические спиновые модели.

Ключевые слова: спин-орбитальное взаимодействие, орбитальный момент, кристаллическое поле, резонансные частоты.

Проблема повышения скорости работы систем магнитной электроники связана с поиском наиболее быстрых режимов движения магнитного момента и возможностью возбуждения таких режимов. Использование фемтосекундных лазерных импульсов позволяет возбудить спиновые колебания с частотами порядка терагерц в прозрачных антиферромагнетиках [1–7] и реализовать нелинейные режимы с характерной скоростью разворота спинов до 0,5 рад/пс [8]. Для антиферромагнетиков (АФМ) характерные времена порядка пикосекунд неувидительны, их присутствие обусловлено так называемым обменным усилением динамических параметров АФМ, которое проявляется для всех типов динамики [9–11], включая динамику солитонов [11] и вихрей [12]. Это усиление приводит к обменно-релятивистским временам с характерной частотой $\hbar\omega_{AFM} \sim \sqrt{JK}$, где J — обменный интеграл, K — энергия анизотропии. Таким образом, в экспериментах [1–7] проявлялась стандартная спиновая динамика, представляющая собой прецессию спинов подрешеток и описываемая на основе сигма-модели для вектора антиферромагнетизма [9–11].

Однако еще в ранних работах для простых ферромагнетиков была обнаружена продольная эволюция намагниченности \mathbf{M} , связанной с изменением модуля

$M = |\mathbf{M}|$ [13]. Недавно для ферромагнитного сплава $GdFeCo$ обнаружено сверхбыстрое (за время порядка нескольких пикосекунд) изменение знаков намагниченностей подрешеток под действием лазерного импульса с длительностью меньше 100 фс [14,15]. Описание эффекта получено в рамках уравнений для спинов подрешеток с обменным релаксационным слагаемым [16], которое было введено Барьяхтаром [17]. В данном описании важно, что продольная эволюция спинов определяется чисто обменной «возвращающей силой», что и определяет большую скорость эффекта. Однако в рамках уравнений Барьяхтара продольная эволюция намагниченности имеет чисто релаксационный характер, что важно для описания торможения доменных стенок [18] и блоховских точек [19]. Таким образом, к настоящему моменту обнаружено два типа быстрой эволюции спинов: обменно-релятивистская для АФМ и продольная для ферромагнетиков и ферритов. Последняя является обменной, но имеет чисто релаксационный характер.

Представляет интерес поиск обменных режимов динамики спинов, что выходит за рамки стандартных представлений теории магнетизма, которая базируется на уравнении Ландау–Лифшица для спинов. В работе [20] показано, что продольные высокочастотные коле-

бания спина с частотой, определяющейся обменным интегралом, возможны в негейзенберговских магнетиках с сильным квантовым сокращением спина (см. подробнее об этом эффекте в работах [21–25] и обзоре [26]). В недавней работе [27] наблюдалось подавление антиферромагнитного порядка фемтосекундным импульсом в манганите $\text{Pr}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$, который проявляет колоссальное магнитосопротивление. Авторы [27] объяснили это явление на основе представлений о связанной динамике спиновых и орбитальных моментов при достаточно сильном спин-орбитальном взаимодействии. Примеры быстрой спин-орбитальной динамики известны давно. Отметим оксид кобальта CoO с незамороженным орбитальным моментом, для которого наблюдались магнитные резонансные частоты в диапазоне 4–10 ТГц (см., например, работы [28,29] и ссылки в них). Фактически, указанные исследования демонстрируют, что быстрые режимы спиновой динамики могут существовать при выходе за рамки стандартной картины чисто спиновой динамики магнетиков.

Орбитальный момент отличен от нуля для свободных атомов с незаполненными d - или f -оболочками. Для элементов группы железа обычно считается, что в кристалле орбитальный момент атома заморожен кристаллическим полем, и магнитные свойства определяются исключительно спиновым моментом. При этом принимается, что наличие орбитального момента и спин-орбитального взаимодействия может быть учтено в феноменологическом спиновом гамильтониане, например, посредством введения магнитной анизотропии. Стандартной аргументацией в пользу этого подхода является то, что энергии кристаллического поля и спин-орбитального взаимодействия большие, соответствующие частоты значительно выше, чем частоты длинноволновых магнонов, и не проявляются в низкочастотной спиновой динамике. Однако именно поиск мод с высокими частотами — цель данной работы. В настоящей работе будет рассмотрена динамика углового момента ферромагнетика с последовательным учетом как спиновых, так и орбитальных степеней свободы.

Рассмотрим ферромагнетик, в котором магнитные ионы имеют орбитальный момент $l=1$ и некоторое (произвольное) значение спина S . Будем исходить из гамильтониана

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{n}} \{ \lambda \hat{S}_{\mathbf{n}} \hat{\mathbf{I}}_{\mathbf{n}} - \sum_{\mathbf{a}} J(\mathbf{a}) \hat{S}_{\mathbf{n}} \hat{S}_{\mathbf{n}+\mathbf{a}} - C \hat{l}_{\mathbf{n},z}^2 + B \hat{l}_{\mathbf{n},y}^2 \}. \quad (1)$$

Здесь $\hat{S}_{\mathbf{n}}$ и $\hat{\mathbf{I}}_{\mathbf{n}}$ — операторы спина и орбитального момента в узле \mathbf{n} , λ — константа спин-орбитального взаимодействия, $J(\mathbf{a})$ — константа ферромагнитного обменного взаимодействия между ближайшими спинами, \mathbf{a} — набор векторов ближайших соседей, C, B — константы кристаллического поля, симметрия которого выбрана ромбической. Отметим, что чисто спиновая

анизотропия в (1) не учитывается. Считаем все константы положительными, так что в основном состоянии векторы \mathbf{I} и \mathbf{S} на узле коллинеарны легкой оси z и антипараллельны друг другу. Рассмотрение проведем, не предполагая малости каких-то параметров, т.е. будем считать, что величина кристаллического поля может быть порядка обменного интеграла, $C \sim J \sim B$.

Кристаллическое поле формально имеет вид одноионной анизотропии, и при $C, B \sim J$ динамика орбитального момента должна строиться с учетом полного набора квантовых состояний оператора $\hat{\mathbf{I}}$, который для $l=1$ включает в себя дипольные $\langle \hat{\mathbf{I}} \rangle$ и квадрупольные $\langle \hat{l}_i \hat{l}_j + \hat{l}_j \hat{l}_i \rangle$ средние. Для магнетиков со спином $S=1$ такое рассмотрение на основе обобщенных когерентных состояний группы $SU(3)$ было проведено в работах [21–24,26]. Эти результаты применимы и для случая орбитального момента $l=1$. Последовательное феноменологическое описание статических и динамических свойств орбитального момента должно производиться на основе полного набора четырех переменных (см. ниже). С другой стороны, для операторов спина в гамильтониане (1) взаимодействие чисто гейзенберговское. Поэтому можно считать, что динамика спиновых переменных стандартная и полностью определяется средним значением спина $\langle \hat{\mathbf{S}} \rangle = \mathbf{S}$ на основе классического уравнения Ландау–Лифшица.

Для построения феноменологического подхода используем обобщенные $SU(3)$ когерентные состояния, которые удобно параметризовать двумя вещественными ортогональными векторами \mathbf{u} и \mathbf{v} , подчиняющимися условию $\mathbf{u}^2 + \mathbf{v}^2 = 1$ (см. детали в [23,24]). В терминах этих векторов среднее значение орбитального момента и квадрупольные средние выражаются следующими соотношениями:

$$\langle \hat{\mathbf{I}} \rangle = 2[\mathbf{u}, \mathbf{v}], \quad \langle \hat{l}_i \hat{l}_j + \hat{l}_j \hat{l}_i \rangle = 2(\delta_{ij} - u_i u_j - v_i v_j). \quad (2)$$

Динамика переменных \mathbf{u} и \mathbf{v} описывается на основе лагранжиана [24]

$$L = 2\hbar \mathbf{v} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - W, \quad (3)$$

где $W = \langle \mathbf{u}, \mathbf{v} | H | \mathbf{u}, \mathbf{v} \rangle$ — энергия системы, которая получается усреднением гамильтониана (1) по когерентным состояниям $|\mathbf{u}, \mathbf{v}\rangle$ [24].

В связи с этим введем тройку ортогональных векторов

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 &= -\mathbf{e}_z \sin \alpha + \cos \alpha (\mathbf{e}_x \cos \beta + \mathbf{e}_y \sin \beta), \\ \mathbf{e}_2 &= -\mathbf{e}_x \sin \beta + \mathbf{e}_y \cos \beta, \\ \mathbf{e}_3 &= \mathbf{e}_z \cos \alpha + \sin \alpha (\mathbf{e}_x \cos \beta + \mathbf{e}_y \sin \beta) \end{aligned} \quad (4)$$

и выберем векторы \mathbf{u} и \mathbf{v} в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \cos \mu [\mathbf{e}_1 \cos(\gamma + \beta) + \mathbf{e}_2 \sin(\gamma + \beta)], \\ \mathbf{v} &= \sin \mu [-\mathbf{e}_1 \sin(\gamma + \beta) + \mathbf{e}_2 \cos(\gamma + \beta)]. \end{aligned} \quad (5)$$

При этом среднее значение орбитального момента $\langle \mathbf{I} \rangle = \sin 2\mu \cdot \mathbf{e}_3$ параллельно вектору \mathbf{e}_3 , длина $\langle \hat{\mathbf{I}} \rangle = \mathbf{I}$ задается переменной μ , а угловая переменная γ определяет поворот \mathbf{u} и \mathbf{v} в плоскости, перпендикулярной \mathbf{e}_3 . Направление вектора \mathbf{I} определяется угловыми переменными α и β , спиновая динамика — средним значением спина $\langle \hat{\mathbf{S}} \rangle = \mathbf{S}$. Динамика \mathbf{S} может быть описана уравнением Ландау–Лифшица для классического вектора \mathbf{S} , который удобно представить через свои угловые переменные:

$$\mathbf{S} = S[\mathbf{e}_z \cos \theta + \sin \theta (\mathbf{e}_x \cos \varphi + \mathbf{e}_y \sin \varphi)]. \quad (6)$$

Как отмечалось выше, в основном состоянии векторы \mathbf{I} и \mathbf{S} коллинеарны легкой оси z и антипараллельны друг другу. Для определенности будем считать, что вектор \mathbf{S} параллелен, а вектор \mathbf{I} антипараллелен оси OZ , т.е. в основном состоянии $\theta_0 = 0$ и $\alpha_0 = \pi$. Простой расчет показывает, что в такой коллинеарной геометрии лагранжиан задачи распадается на сумму двух слагаемых, описывающих «продольную» динамику орбитального момента и поперечную динамику системы:

$$L = L_{\parallel} + L_{\perp}. \quad (7)$$

Продольная динамика вектора $\langle \mathbf{I} \rangle$ определяется переменными $l = \sin 2\mu$ и γ , и лагранжиан L_{\parallel} имеет вид

$$L_{\parallel} = \hbar l \dot{\gamma} - H_{\parallel}. \quad (8)$$

Здесь переменная γ играет роль обобщенной координаты, $\hbar l$ — обобщенный импульс, а H_{\parallel} — функция Гамильтона, которую при $\theta_0 = 0$ и $\alpha_0 = \pi$ можно записать в виде

$$H_{\parallel} = -\lambda S l - \frac{B}{2} \sqrt{1-l^2} \cos 2\gamma. \quad (9)$$

В основном состоянии длина вектора \mathbf{I} меньше единицы, $\sin 2\mu = l_0$, и определяется соотношением констант спин-орбитального взаимодействия и ромбической компоненты кристаллического поля:

$$l_0 = \frac{2\lambda S}{\sqrt{4\lambda^2 S^2 + B^2}}. \quad (10)$$

Из этого выражения видно, что замораживание орбитального момента никогда не бывает точным; при наличии спинового упорядочения спин-орбитальное взаимодействие всегда дает $l_0 \neq 0$. Мода линейных

продольных колебаний орбитального момента не имеет дисперсии, ее частота ω_{\parallel} определяется выражением

$$\hbar \omega_{\parallel} = \sqrt{4\lambda^2 S^2 + B^2}. \quad (11)$$

Это выражение можно переписать как $\omega_{\parallel} = 2\lambda S / \hbar l_0$, т.е. частота продольных колебаний растет по мере сокращения длины орбитального момента.

В линейном приближении поперечная часть лагранжиана L_{\perp} , которая описывает повороты векторов \mathbf{I} и \mathbf{S} , содержит значения «продольных» переменных l_0 и γ_0 только в основном состоянии:

$$L_{\perp} = L[l_0, \gamma_0, \theta, \alpha, \varphi, \beta]. \quad (12)$$

Таким образом, в линейном приближении продольную и поперечную динамику можно изучать отдельно, и поперечная динамика отвечает прецессии векторов \mathbf{I} и \mathbf{S} фиксированной длины, $|\mathbf{I}| = l_0 < 1$ и $|\mathbf{S}| = S$. Ее удобно описывать через двумерные векторы

$$\mathbf{a} = (l_x \mathbf{e}_x + l_y \mathbf{e}_y) / l_0, \quad \mathbf{\theta} = (S_x \mathbf{e}_x + S_y \mathbf{e}_y) / S, \quad (13)$$

при этом в линейном приближении $l_z = -l_0(1 - \alpha^2/2)$, $S_z = S(1 - \theta^2/2)$. Компоненты векторов \mathbf{a} и $\mathbf{\theta}$ определяют канонические переменные, в терминах которых лагранжиан малых поперечных колебаний имеет вид

$$L_{\perp} = -\hbar l_0 \alpha_y \dot{\alpha}_x + \hbar S \theta_y \dot{\theta}_x - H_{\perp}. \quad (14)$$

После стандартного перехода к блоховским переменным $\theta_{x,y} \rightarrow \theta_{x,y}(\mathbf{k})$, $\alpha_{x,y} \rightarrow \alpha_{x,y}(\mathbf{k})$ гамильтониан H_{\perp} можно записать в виде $H_{\perp} = \sum_{\mathbf{k}} H_{\perp, \mathbf{k}}$, где $H_{\perp, \mathbf{k}}$ (индекс \mathbf{k} в $H_{\perp, \mathbf{k}}$ далее для краткости опускается) имеет вид

$$\begin{aligned} H_{\perp} &= \frac{1}{2} \lambda S l_0 (\mathbf{a} + \mathbf{\theta})^2 + \frac{1}{2} C (1 - \sqrt{1-l_0^2}) \alpha_x^2 + \\ &+ \frac{1}{2} (B + C) (1 + \sqrt{1-l_0^2}) \alpha_y^2 + \frac{1}{2} J S^2 c(\mathbf{k}) \theta^2. \end{aligned} \quad (15)$$

$$c(\mathbf{k}) = 4 \sum_{\mathbf{a}} \sin^2(\mathbf{a}\mathbf{k}/2).$$

Соответствующие уравнения движения для компонент векторов \mathbf{a} и $\mathbf{\theta}$ образуют систему четырех уравнений, которая описывает связанные колебания спиновых и орбитальных степеней свободы \mathbf{a} и $\mathbf{\theta}$. В общем случае эти колебания поляризованы эллиптически, и решения системы имеют вид

$$\begin{aligned} \alpha_x &= a_l \cos \omega t, & \alpha_y &= b_l \sin \omega t, \\ \theta_x &= a_s \cos \omega t, & \theta_y &= b_s \sin \omega t. \end{aligned} \quad (16)$$

В системе существуют две ветви колебаний связанных спин-орбитальных поперечных мод, частоты которых в длинноволновом приближении определяются достаточно громоздким выражением:

$$\hbar^2\omega^2 = \frac{1}{2}(A_1A_2 + A_3^2 - 2\lambda^2Sl_0) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(A_1A_2 - A_3^2)^2 - 4\lambda^2Sl_0(A_1 - A_3)(A_2 - A_3)}, \quad (17)$$

где введены обозначения

$$A_1 = \lambda S + (B + C) \frac{1 + \sqrt{1 - l_0^2}}{l_0}, \quad A_2 = \lambda S + C \frac{1 - \sqrt{1 - l_0^2}}{l_0},$$

$$A_3 = \lambda l + JS c(\mathbf{k}). \quad (18)$$

Существенно, что при конечном $\lambda \neq 0$ однородные колебания для обеих ветвей имеют конечную активацию, обусловленную релятивистскими взаимодействиями. Аналитически можно получить асимптотики поведения спектра для случаев малой и большой кристаллической анизотропии.

В случае сильного кристаллического поля, когда $\lambda \ll C, B$, орбитальный момент практически полностью заморожен, $l_0 \approx 2\lambda S/B \ll 1$. В этом случае для верхней моды амплитуда осцилляций орбитального момента больше, чем спиновой, а для нижней моды выполняется обратное соотношение. Далее будем называть верхнюю моду орбитальной, а нижнюю — спиновой. Орбитальная мода поляризована практически линейно в плоскости, перпендикулярной трудной оси, т.е. плоскости XOZ . Ее активация обусловлена кристаллическим полем, а дисперсионное слагаемое в сравнении с обычным ферромагнетиком содержит дополнительный малый множитель

$$\hbar^2\omega_l^2 = (C + B)^2 + \frac{2\lambda^2 S}{C + B} JS c(\mathbf{k}), \quad \lambda \ll C, B. \quad (19)$$

Спиновая мода имеет практически круговую поляризацию. Закон дисперсии моды такой же, как и для обычного двухосного ферромагнетика:

$$\hbar\omega_S = \sqrt{[\lambda l_0 + JS c(\mathbf{k})] \left[\lambda l_0 \frac{C}{C + B} + JS c(\mathbf{k}) \right]}, \quad \lambda \ll C, B. \quad (20)$$

Здесь $\lambda l_0 = \gamma H_{1A}$ и $\lambda l_0 C / (C + B) = \gamma H_{2A}$ играют роль эффективных полей анизотропии, $\gamma = 2\mu_B/\hbar$ — гиромагнитное отношение, μ_B — магнетон Бора. При условии $C, B \gg J$ эта формула справедлива при произвольных значениях волнового вектора. Поскольку, как было сказано выше, орбитальный момент никогда полностью не заморожен, при конечных значениях λ мода всегда активационная. Частота «ферромагнитного» резонанса квадратична по константе спин-орбитальной связи и определяется параметрами кристаллического поля, связанными с орбитальным моментом иона:

$$\omega_{FMR} = S \frac{2\lambda^2}{B} \sqrt{\frac{C}{C + B}}, \quad \lambda \ll C, B. \quad (21)$$

В другом предельном случае слабого кристаллического поля $\lambda \gg C, B$ редукция орбитального момента практически отсутствует, $l_0 \approx 1$. В этом случае ситуация для поперечных мод похожа на ту, что имеет место для двухподрешеточного ферримагнетика, причем вектор спина формально соответствует одной подрешетке, а вектор орбитального момента — другой. Спин-орбитальное взаимодействие играет роль изотропного обменного взаимодействия между подрешетками. Активация верхней моды определяется константой спин-орбитальной связи, а дисперсионное слагаемое имеет вид, характерный для обычного ферромагнетика:

$$\hbar^2\omega_l^2 = \lambda^2(S - 1)^2 + 2\lambda JS c(\mathbf{k}), \quad \lambda \gg C, B. \quad (22)$$

Закон дисперсии нижней (спиновой) моды такой же, как и для нижней ветки анизотропного ферримагнетика, а эффективные поля анизотропии определяются величиной спина и параметрами кристаллического поля

$$\hbar\omega_S = \frac{1}{|S - 1|} \sqrt{[C + JS^2 c(\mathbf{k})][C + B + JS^2 c(\mathbf{k})]},$$

$$\lambda \gg C, B. \quad (23)$$

Это выражение получено для случая $S \neq 1$, так как для $S = 1$ предел больших λ , когда длина орбитального момента близка к единице, формально соответствует точке компенсации механических моментов подрешеток феррита, вблизи которой имеют место аномалии указанного типа, $\omega \propto 1/|S_1 - S_2|$ [10]. Предельный случай $S_1 \rightarrow S_2$ должен рассматриваться отдельно, так как при $|S_1 - S_2| < K/J$, где K — константа анизотропии феррита, динамика магнетика напоминает антиферромагнитную, и подрешетки нельзя считать антипараллельными (см. подробнее в [30]). Для случая $S = 1$ при $\lambda \gg C, B$ асимптотики имеют существенно иной вид, их анализ выходит за рамки данной работы. Поведение частот при изменении параметра спин-орбитальной связи при изменении степени «замораживания» орбитального момента представлено на рис. 1.

Таким образом, динамика углового момента ферромагнетика с учетом как спина, так и орбитального момента при последовательном учете кристаллического поля и спин-орбитального взаимодействия является достаточно сложной и интересной. Спектр магнитных колебаний такого магнетика содержит три ветви колебаний различного типа. Среди них есть ветвь продольных колебаний длины орбитального момента и две поперечные ветви, отвечающие связанным колебаниям компонент спина и орбитального момента. Общее поведение частот этих мод при различных значениях параметров λ, C, B легко найти из выражения (17). Для примера на рис. 1 приведены результаты численного расчета нормированных частот в зависимости от параметра λS при равенстве констант кристаллической анизотропии $B = C = 1$.

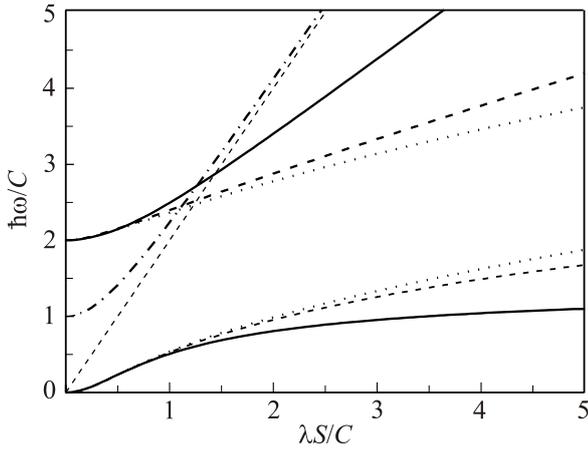


Рис. 1. Зависимость резонансных частот от константы спин-орбитального взаимодействия (в единицах C) при $C = B = 1$. Штрихпунктирная жирная линия — $\omega_{||}$, тонкая пунктирная линия — асимптотика $\omega_{||}$; жирные линии представляют ω_l и ω_s для различных значений спина: сплошные — $S = 1/2$, пунктирные — $S = 3/2$, линия из точек — данные для $S = 1$.

При малых значениях $\lambda \ll C, B$ наиболее высокой частоте отвечает поперечная орбитальная мода с частотой $\omega_l = (C+B)/\hbar$. Активация продольной моды $\hbar\omega_{||} = B$ в этом предельном случае ниже при всех значениях параметров $C, B \neq 0$, однако она быстро увеличивается с ростом λ . При $\lambda \gg C, B$ частоты обеих орбитальных мод, продольная и поперечная, являются линейными функциями λ , но у продольной угловой коэффициент больше, поэтому она лежит выше. При некотором значении λ_c эти частоты совпадают, и при значениях $\lambda > \lambda_c$ самой верхней модой является продольная орбитальная мода (см. рис. 1, на котором $\lambda_c S \approx 1,26$). Хотя в некоторых предельных случаях поведение мод сходно с тем, что известно для стандартных магнетиков, скажем, ферромагнетиков, спиновых ферромагнетиков, картина спектра здесь достаточно сложная и интересная. Отметим, в частности, что в случае больших $\lambda \gg B$, который отвечает «размороженному» орбитальному моменту, нижняя ветвь соответствует колебаниям практически параллельных спина и орбитального момента, находящихся под действием сильной кристаллической анизотропии. Именно эта мода и обсуждается обычно при рассмотрении редкоземельных ферромагнетиков. Однако наш расчет показал, что в такой системе должна присутствовать еще одна мода, высокочастотная поперечная, в которой происходят антифазные колебания спина и орбитального момента. Частота этой моды в несколько раз превышает частоту стандартной моды, но имеет тот же порядок величины. Для цели нашего исследования важно, что среди рассмотренных мод есть моды с весьма высокими частотами. Значения констант кристаллического поля для элементов группы железа достаточно высоки, в частности для иона кобальта в одноосных диэлектрических мате-

риалах типа оксида кобальта величины $\lambda/2\pi\hbar$ и $C/2\pi\hbar$ порядка 5 ТГц. Таким образом, для связанной спин-орбитальной динамики должны присутствовать высокочастотные моды с частотами, превышающими несколько терагерц, и возбуждение таких колебаний может представлять интерес для проблемы сверхбыстрой динамики спинов.

Автор благодарен Б.А. Иванову за полезные обсуждения и помощь.

1. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
2. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R.V. Pisarev, and Th. Rasing, *Nature* **429**, 850 (2004).
3. V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, and Th. Rasing, *Nature (London)* **435**, 655 (2005).
4. M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167205 (2007).
5. 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).
6. 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).
7. R. Iida, T. Satoh, T. Shimura, K. Kuroda, B.A. Ivanov, Y. Tokunaga, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **84**, 064402 (2011).
8. V. Kimel, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Nature Phys.* **5**, 727 (2009).
9. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001).
10. А.Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973); А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
11. V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, and S.N. Gadetskii, *Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory*, Springer Tracts in Modern Physics 129, Springer-Verlag (1994).
12. B.A. Ivanov, A.K. Kolezhuk, and G.M. Wysin, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 511 (1996); E.G. Galkina, A.Yu. Galkin, B.A. Ivanov, and Franco Nori, *Phys. Rev. B* **81**, 184413 (2010).
13. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
14. I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H.A. Dürr, T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Nature (London)* **472**, 205 (2011).
15. T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, S.E. Moussaoui, 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, *Nat. Commun.* **3**, 666 (2012).
16. 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); В.Г. Барьяхтар, В.И. Бутрим, Б.А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 327 (2013).
17. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984); *ФНТ* **11**, 1198 (1985) [*Low Temp. Phys.* **11**, 662 (1985)]; *ЖЭТФ* **94**, 196 (1988).
18. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, Т.К. Соболева, А.Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **91**, 1454 (1986); V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, and K.A. Safaryan, *Solid State Commun.* **72**, 1117 (1989); V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, A.L. Sukstanskii, and E.Yu. Melekhov, *Phys. Rev. B* **56**, 619 (1997).
19. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, and V.A. Stephanovich, *J. Magn. Magn. Mater.* **118**, 373 (1993).
20. E.G. Galkina, V.I. Butrim, Yu.A. Fridman, B.A. Ivanov, and Franco Nori, *Phys. Rev. B* **88**, 144420 (2013).
21. В.С. Островский, *ЖЭТФ* **91**, 1690 (1986).
22. В.В. Вальков, С.Г. Овчинников, *ТМФ* **50**, 466 (1982).
23. N.A. Mikushina and A.S. Moskvina, *Phys. Lett. A* **302**, 8 (2002).
24. B.A. Ivanov and A.K. Kolezhuk, *Phys. Rev. B* **68**, 052401 (2003).
25. Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev, A.K. Kolezhuk, and B.A. Ivanov, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 097202 (2011).
26. В.М. Локтев, В.С. Островский, *ФНТ* **20**, 983 (1994) [*Low Temp. Phys.* **20**, 775 (1994)].
27. T. Li, A. Patz, L. Mouchliadis, J. Yan, T.A. Lograsso, I.E. Perakis, and J. Wang, *Nature* **496**, 69 (2013).
28. Z. Yamani, W.J.L. Buyers, R.A. Cowley, and D. Prabhakaran, *Can. J. Phys.* **88**, 729 (2010).
29. Ch. Kant, T. Rudolf, F. Schrettle, F. Mayr, J. Deisenhofer, P. Lunkenheimer, M.V. Eremin, and A. Loidl, *Phys. Rev. B* **78**, 245103 (2008).
30. Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **84**, 370 (1983).

Magnetic resonance frequencies for ferromagnets with partly frozen orbital angular momentum

V.I. Butrim

The dynamics of angular momentum of a ferromagnet, taking into account both spin and orbital angular momentum is discussed with taking into account the crystalline field and spin-orbit interaction. The spectrum of magnetic oscillations of the magnet consists of three branches of oscillations of various types, among which are one branch of longitudinal oscillations of orbital angular momentum length and two transverse branches, corresponding to coupled oscillations of transverse components of spin and orbital angular momentum.

PACS: 75.10.Hk Classical spin models.

Keywords: spin-orbital interaction, orbital moment, crystalline field, resonance frequencies.