

Динамика намагниченности двухподрешеточного ферримагнетика вблизи точки компенсации углового момента

В.Н. Криворучко

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: krivoruc@gmail.com*

Статья поступила в редакцию 6 июня 2013 г.

Исследованы высокочастотные свойства двухподрешеточного ферримагнетика в температурной области компенсации углового момента подрешеток T_L . Используется диаграммная техника для спиновых операторов и аналитические выражения, справедливые во всем температурном интервале магнитоупорядоченного состояния системы. Показано, что в окрестности T_L продольные флуктуации намагниченности существенно влияют на резонансные свойства магнетика, при этом температурное поведение синфазной и антифазной прецессий намагниченностей подрешеток разное. С приближением к T_L частота синфазной прецессии возрастает одновременно с ростом ширины линии, а частота антифазных колебаний существенно понижается, так что оба типа колебаний становятся равноправными. Полученные результаты могут быть важными для понимания микроскопических механизмов перемагничивания ультракоротким лазерным импульсом в редкоземельных ферримагнетиках.

Досліджено високочастотні властивості двохпідграткового ферримагнетика в температурній області компенсації кутового моменту підграток T_L . Використовується діаграмна техніка для спинових операторів та аналітичні вирази, справедливі в усьому температурному інтервалі магнітоупорядкованого стану системи. Показано, що поблизу T_L подовжні флуктуації намагніченості істотно впливають на резонансні властивості магнетика, при цьому температурна поведінка синфазної та антифазної прецесії намагніченостей підграток різна. З наближенням до T_L частота синфазної прецесії зростає одночасно із зростанням ширини лінії, а частота антифазних коливань істотно знижується, так що обидва типи коливань стають рівноправними. Отримані результати можуть бути важливими для розуміння мікроскопічних механізмів перемагничування ультракоротким лазерним імпульсом в рідкісноземельних ферримагнетиках.

PACS: 75.40.Gb Динамические свойства (динамическая чувствительность, спиновые волны, спиновая диффузия, динамический скейлинг и т.д.);
75.50.Gg Ферримагнетики;
76.50.+g Ферромагнитный, антиферромагнитный и ферримагнитный резонансы; спин-волновой резонанс.

Ключевые слова: двухподрешеточный ферримагнетик, динамика намагниченности при конечных температурах, температурные флуктуации намагниченности, температура компенсации углового момента подрешеток.

1. Введение

В настоящее время сформировалось новое перспективное направление исследований в магнетизме, посвященное физике манипулирования магнитным состоянием системы лазерным импульсом длительностью всего несколько десятков фемтосекунд, — фемтомагнетизм [1] (см. также обзор [2]). В частности, выполненные недавно эксперименты [3–9] продемонстрировали

возможность изменения направления намагниченности отдельным ультракоротким лазерным импульсом в редкоземельных ферримагнетиках GdFeCo и TbCo. Микроскопические механизмы изменения направления намагниченности подрешеток при таких временах пока не вполне ясны, и вместе с доказательством возможности ультрабыстрого перемагничивания оптическим методом эксперименты [3–9] поставили как новые, так и возобновили актуальность ранее малоисследованных

вопросов. Дело в том, что перемагничивание сопровождается существенным нагревом области перемагничивания, и в этой области локальная температура может достигать (и даже превышать) температуру магнитного упорядочения. Микроскопическое описание свойств магнитной системы при таких температурах все еще остается одной из наиболее труднорешаемых задач физики магнетизма. Очевидно, что первым шагом к пониманию неравновесной динамики намагниченности при конечных температурах есть адекватное описание равновесной динамики намагниченности при этих температурах.

К перечню малоизученных, но актуальных в контексте работ [3–9] вопросов, относится вопрос о динамике намагниченности при температурах компенсации намагниченности T_M и углового (механического) момента T_L . Действительно, ферритмагнетики GdFeCo и TbCo имеют точки компенсации магнитного и углового моментов, и под воздействием лазерного импульса локальная температура области перемагничивания превышает значения температур T_M и T_L [3,4]. Возникает вопрос, является ли необходимым наличие этих особых точек для существования самого эффекта перемагничивания лазерным импульсом и, как составляющая этого вопроса, какова равновесная динамика намагниченности при таких температурах? Актуальность этих вопросов обусловлена и тем, что, как показано еще в работах Уонгснесс [10] и Уокера [11] (см. также [12,13]), для динамики намагниченности в точках компенсации характерны специфические особенности. В частности, феноменологическое рассмотрение [10–13] предсказывает сильное возрастание затухания и частоты однородной прецессии в окрестности T_L .

Предложенные недавно модели динамических свойств двухподрешеточного ферритмагнетика основаны на решении либо стандартных уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта [8], либо более общих уравнений Ландау–Лифшица–Блоха [14], либо на рассмотрении спиновой динамики с учетом соотношений Онсагера [15]. (Динамические уравнения, учитывающие принцип Онсагера для намагниченности, были предложены в работах Барьяхтара [16].) Хотя в двух последних случаях и удается получить качественное соответствие теории и эксперимента, феноменологический характер теории не позволяет ответить на ряд принципиальных вопросов. Например, какова роль различных механизмов релаксации в динамике намагниченности в окрестности точек компенсации? Один из таких механизмов, который, насколько известно автору, еще не обсуждался в литературе, — это температурные флуктуации намагниченности в рассматриваемой области температур. Ответ на этот и другие подобные вопросы можно получить только в рамках микроскопического рассмотрения.

В данном сообщении исследованы высокочастотные свойства двухподрешеточного ферритмагнетика с неэквивалентными подрешетками в окрестностях точек компенсации намагниченности T_M и углового момента T_L (режим доминирования обменного взаимодействия, по терминологии работы [15]). Использована диаграммная техника для спиновых операторов, которая позволяет получить аналитические выражения, справедливые во всем температурном интервале магнитоупорядоченного состояния системы. Основное внимание уделено процессам рассеяния спиновых волн на продольных флуктуациях намагниченности слабой (редкоземельной) подрешетки при температуре вблизи температуры компенсации угловых моментов подрешеток T_L , где, как уже отмечалось, феноменологическое рассмотрение предсказывает особенности в динамике намагниченности. Показано, что учет температурных флуктуаций намагниченности слабой подрешетки принципиален для понимания динамики намагниченности в окрестности точек компенсации.

2. Гамильтониан системы

Рассмотрим простейшую модель двухподрешеточного коллинеарного ферритмагнетика с неэквивалентными антипараллельными подрешетками, описываемую гамильтонианом вида

$$H = \sum_{f,g} J_{1fg} S_{1f} S_{2g} - \frac{1}{2} \sum_{g \neq g'} J_{2gg'} S_{2g} S_{2g'} - \mu_B \mathbf{H} \sum_{f,g} (g_1 S_{1f} + g_2 S_{2g}). \quad (1)$$

Здесь S_{1f} , S_{2g} — операторы спинов в узлах подрешеток; $J_{2gg'}$, J_{1fg} — обменные интегралы внутри «сильной» подрешетки (подрешетки железа) и между подрешетками (считаем, что $J_2 \gg J_1$); μ_B — магнетон Бора; g_1 , g_2 — g -факторы подрешеток; \mathbf{H} — внешнее магнитное поле. Обменное взаимодействие внутри «слабой» подрешетки (S_{1f}) мы не учитываем. В (1) мы пренебрегли также релятивистскими взаимодействиями. Оценки показывают [8,15], что в условиях, когда температура области перемагничивания сопоставима с температурой Кюри, динамика намагниченности в первую очередь определяется наиболее сильными обменными взаимодействиями. Рассмотрим случай $S_1 > S_2$, который реализуется в GdFeCo [3,4,8], а также в редкоземельных ферритах-гранатах, например в Gd₃Fe₅O₁₂ [13], где спин иона гадолиния больше спина иона железа.

Воспользуемся диаграммной техникой для спиновых операторов [17]. Для этого перепишем гамильтониан (1) в виде $H = E_0 + H_0 + H_{\text{int}}$, где E_0 — энергия основного состояния, H_0 — гамильтониан молекулярного поля

$$H_0 = -y \sum_{\mathbf{f}} S_{1\mathbf{f}}^z - x \sum_{\mathbf{g}} S_{2\mathbf{g}}^z. \quad (2)$$

Здесь $y = g_1 \mu_B H + \langle S_2^z \rangle > J_{10}$, $x = -g_2 \mu_B H + \langle S_1^z \rangle > J_{10} + \langle S_2^z \rangle > J_{20}$, $J_{1(2)\mathbf{k}}$ — фурье-образы обменных интегралов. Считаем, что внешнее магнитное поле \mathbf{H} направлено по оси Oz и при $T < T_M$ намагниченности подрешеток $\langle S_1 \rangle > \langle S_2 \rangle$. При $T > T_M$ ориентация намагниченностей подрешеток меняется на противоположную. В (2) и ниже предполагается, что $H > 0$, а $\langle S_1 \rangle \geq \langle S_2 \rangle$. Выражения для гамильтониана для области температур $T > T_M$ получаются из приведенных ниже аналитических выражений формальной заменой $H \rightarrow -H$ (естественно, следует учитывать, что при $T > T_M$ и $\langle S_2 \rangle > \langle S_1 \rangle$).

Гамильтониан взаимодействия равен

$$H_{\text{int}} = \sum_{\mathbf{f}, \mathbf{g}} J_{1\mathbf{f}\mathbf{g}} \left[\frac{1}{2} (S_{1\mathbf{f}}^+ S_{2\mathbf{g}}^- + S_{1\mathbf{f}}^- S_{2\mathbf{g}}^+) + (S_{1\mathbf{f}}^z - \langle S_1^z \rangle) (S_{2\mathbf{g}}^z - \langle S_2^z \rangle) \right] - \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{g}, \mathbf{g}'} J_{2\mathbf{g}\mathbf{g}'} [S_{2\mathbf{g}}^+ S_{2\mathbf{g}'}^- + (S_{2\mathbf{g}}^z - \langle S_2^z \rangle) (S_{2\mathbf{g}'}^z - \langle S_2^z \rangle)]. \quad (3)$$

В нулевом приближении самосогласованного поля имеем: $\langle S_1^z \rangle^{(0)} = b_1 (\beta \gamma_0 S_1)$, $\langle S_2^z \rangle^{(0)} = b_2 (\beta x_0 S_2)$, где $y_0 = g_1 \mu_B H + b_2 J_{10}$, $x_0 = -g_2 \mu_B H + b_1 J_{10} + b_2 J_{20}$, $\beta = T^{-1}$, $b(z) = SB_S(z)$, а $B_S(z)$ — функция Бриллюэна.

Как известно, микроскопический подход основан на вычислении высокочастотной магнитной восприимчивости системы, что, в свою очередь, сводится к вычислению спиновых функций Грина. Существуют строгие теоремы, доказывающие, что полюса запаздывающих спиновых функций Грина отвечают собственным частотам колебаний спиновой системы. Расчет полюсов функций Грина при конечных температурах, когда необходимо учитывать взаимодействие спиновых волн друг с другом, приводит к тому, что полюсы приобретают как вещественную $\delta\epsilon(\mathbf{k}, T)$, так и мнимую $\gamma(\mathbf{k}, T)$ добавки. При этом мнимая часть $\gamma(\mathbf{k}, T)$ характеризует уширение энергетического уровня, т.е. затухание квазичастиц.

Вычисление поперечных компонент тензора восприимчивости системы (1) сводится к вычислению температурных спиновых функций Грина

$$K_{ij}^{+-}(l-l'; \tau) = -\frac{1}{2} \langle \hat{T}_\tau S_l^+(\tau), S_{l'}^-(0) \rangle \quad (i, j = 1, 2).$$

Как показано в работе [18] (см. также [17]), суммирование диаграммного ряда для спиновых функций Грина можно выполнить, используя дайсоновский принцип выделения неприводимых диаграмм. В этом случае всякая диаграмма для функции Грина $K_{ij}^{+-}(l-l'; \tau)$ представляет собой основную линию с нанизанными на нее неприводимыми собственно энергетическими частями, заканчивающуюся силовой частью (все элементы, соединенные с остальной частью только одной линией Грина). Совокупность всех диаграмм для мас-

сового оператора, как правило, не содержит особенностей вблизи полюса одночастичной функции Грина и в этой области переменных может быть рассчитана по теории возмущений. Это удобно для исследования как самих одночастичных возбуждений, так и свойств системы, обусловленных этими одночастичными возбуждениями.

Не останавливаясь на деталях суммирования диаграммных рядов (см., например, [17]), приведем окончательные аналитические результаты. В общем случае спектр спиновых волн определяется соотношением (мы перешли в фурье-представление)

$$\left[G^{(0)-1}(\mathbf{k}, \omega_n) - \Sigma_{11}(\mathbf{k}, \omega_n) \right] \left[F^{(0)-1}(\mathbf{k}, \omega_n) + \Sigma_{22}(\mathbf{k}, \omega_n) \right] - \Sigma_{12}(\mathbf{k}, \omega_n) \Sigma_{21}(\mathbf{k}, \omega_n) = 0. \quad (4)$$

Здесь функции Грина нулевого приближения самосогласованного поля равны $G^{(0)-1}(\mathbf{k}, \omega_n) = i\omega_n - y_0$, $F^{(0)-1}(\mathbf{k}, \omega_n) = i\omega_n + x_0$, $\omega_n = (2n + 1)\pi T$, а $\Sigma_{ij}(\mathbf{k}, \omega_n)$ есть массовые операторы (сумма всех неприводимых собственно энергетических частей) соответствующих функций Грина. Явный вид $\Sigma_{ij}(\mathbf{k}, \omega_n)$ может быть найден по теории возмущений, например в виде ряда по обратному радиусу взаимодействия [19].

3. Спектр спин-волновых возбуждений

3.1. Приближение молекулярного поля

В нулевом приближении по обратному радиусу взаимодействия имеем

$$\Sigma_{11}^{(0)}(\mathbf{k}, \omega_n) = 0, \quad \Sigma_{22}^{(0)}(\mathbf{k}, \omega_n) = -b_2 J_{2\mathbf{k}}, \\ \Sigma_{12}^{(0)}(\mathbf{k}, \omega_n) = -b_1 J_{1\mathbf{k}}, \quad \Sigma_{21}^{(0)}(\mathbf{k}, \omega_n) = b_2 J_{1\mathbf{k}}.$$

Подставляя эти выражения в (4), легко получить спектр спиновых волн системы.

Для дальнейшего рассмотрения удобно перейти к намагниченности подрешеток $M_i = \mu_B g_i b_i = \gamma_i b_i$, где $\gamma_i = g_i \mu_B$ — гиромагнитное отношение. Тогда $M_1 - M_2 = M(T)$ есть средняя намагниченность, а $L(T) = M_1/\gamma_1 - M_2/\gamma_2$ — средний угловой (механический) момент при данной температуре. В этих переменных мы и приведем аналитические выражения для ряда предельных случаев. Начнем с известных выражений. Пусть $\mu_B H (g_1 - g_2)$, $M_2 (J_{20} - J_{2\mathbf{k}}) \ll L(T) J_{10}$. Имеем:

для энергии синфазных колебаний подрешеток

$$\epsilon_{1\mathbf{k}}(T) = \epsilon_{10}(T) + D_1(T)(ak)^2, \\ D_1(T) = \frac{M_2/\gamma_2}{L(T)} \left(\frac{M_2}{\gamma_2} I_2 + 2 \frac{M_1}{\gamma_1} I_1 \right); \quad (5)$$

для энергии антифазных колебаний

$$\epsilon_{2\mathbf{k}}(T) = \epsilon_{20}(T) + D_2(T)(ak)^2, \\ D_2(T) = 2 \frac{M_1 M_2}{\gamma_1 \gamma_2 L(T)} (I_2 + I_1). \quad (6)$$

Здесь при малых $ak \ll 1$ мы воспользовались разложениями вида $J_{20} - J_{2k} \approx I_2(ak)^2$, $J_{10} - J_{1k} \approx I_1(ak)^2$, так что $I_{1,2}$ — обменный интеграл между соответствующими ближайшими соседями с численным коэффициентом, учитывающим симметрию решетки. Энергии однородных колебаний подрешеток равны:

для синфазной прецессии

$$\varepsilon_{10}(T) = H \frac{M(T)}{L(T)}, \quad (7)$$

для антифазной прецессии

$$\varepsilon_{20}(T) = L(T)J_{10} - H \frac{(g_2/g_1)M_1 - (g_1/g_2)M_2}{L(T)}. \quad (8)$$

Впервые выражения (7), (8) для частот однородных колебаний двухподрешеточного ферромагнетика были получены в работах [10,12], а затем неоднократно воспроизводились различными авторами [13].

Как следует из (7), частота синфазной прецессии пропорциональна отношению суммарной намагниченности к суммарному механическому моменту. При приближении к температуре магнитной компенсации $M(T) \rightarrow 0$ и частота этих колебаний стремится к нулю. Магнитное поле не взаимодействует с системой, т.е. однородная прецессия намагниченности (ФМР) не возбуждается внешним полем. В отношении статических свойств система ведет себя как магнетик с большим полем коэрцитивности. В то же время частота антифазной прецессии (8) остается конечной.

Поведение системы вблизи точки компенсации угловых моментов подрешеток достаточно необычно. Как следует из (7) и (8), когда $L(T) \rightarrow 0$, частота синфазной прецессии существенно возрастает, а антифазной, наоборот, понижается. Следует, однако, отметить, что выражения (7) и (8), как и более общие (5) и (6), указывают только на тенденцию в динамике намагниченности, поскольку в окрестности точки компенсации угловых моментов подрешеток нарушается само условие их получения.

При $(b_1 - b_2)J_{10} = L(T)J_{10} \rightarrow 0$, используя (4), для частот синфазных и антифазных спин-волновых возбуждений получаем соответственно:

$$2\varepsilon_{1k}(T) = (g_1 + g_2)\mu_B H - L(T)J_{10} - \frac{M_2}{\gamma_2} I_2(ak)^2 + \left\{ 2 \left(\frac{M_1}{\gamma_1} + \frac{M_2}{\gamma_2} \right) \times \right. \\ \left. \times J_{10} \left[|(g_1 - g_2)| \mu_B H + \frac{M_2}{\gamma_2} I_2(ak)^2 + 4 \frac{M_1 M_2}{M_1 \gamma_2 + M_2 \gamma_1} I_1(ak)^2 \right] \right\}^{1/2}, \quad (9)$$

$$2\varepsilon_{2k}(T) = -(g_1 + g_2)\mu_B H + L(T)J_{10} + \frac{M_2}{\gamma_2} I_2(ak)^2 + \left\{ 2 \left(\frac{M_1}{\gamma_1} + \frac{M_2}{\gamma_2} \right) \times \right. \\ \left. \times J_{10} \left[|(g_1 - g_2)| \mu_B H + \frac{M_2}{\gamma_2} I_2(ak)^2 + 4 \frac{M_1 M_2}{M_1 \gamma_2 + M_2 \gamma_1} I_1(ak)^2 \right] \right\}^{1/2}. \quad (10)$$

Видно, что при $L(T) \rightarrow 0$ энергии обоих типов колебаний остаются конечными, при этом энергия синфазной прецессии намагниченностей подрешеток становится выше энергии антифазной прецессии:

$$\varepsilon_{10}(T_L) - \varepsilon_{20}(T_L) = (g_1 + g_2)\mu_B H.$$

Однако и выражения (9), (10) являются приближенными. Дело в том, что уже при $T \sim S_2 J_{10}$ числа заполнения акустических магнонов становятся большими

$$n(\varepsilon_{1\mathbf{q}}) = [\exp(\beta \varepsilon_{1\mathbf{q}}) - 1]^{-1} \sim \frac{T}{\varepsilon_{1\mathbf{q}}}.$$

Например, для $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ имеем $S_2 J_{10} \approx 25$ К, температура компенсации намагниченности $T_M \approx 290$ К, а $T_C \approx 550$ К [13]. Для исследованного в работе [3] ферримагнетика GdFeCo температура компенсации угловых моментов $T_L = 220$ К. Это означает, что в окрестности точек компенсации, когда $S_2 J_{10} \ll T \sim T_L$, необходим учет флуктуаций намагниченности слабой подрешетки и эффектов, обусловленных рассеянием спиновых волн на флуктуациях намагниченности. Графически эффекты флуктуаций намагниченности описываются блоками, охватывающими несколько операторов S^z (см., например, рис. 1). Блоку, охватывающему N операторов S^z , сопоставляется производная от функции $b(z)$ вида $\sim \delta_{\omega,0} b^{(N-1)}(z)$ (ω — частота; более детально см., например, в [17]). Подчеркнем, что речь идет о *статических* флуктуациях *продольных* компонент спина. Традиционные представления спиновых операторов через бозевские операторы (например, представления Гольштейна–Примакова или Дайсона–Малеева) учитывают только динамические флуктуации намагниченности, т.е. уменьшение намагниченности подрешетки, обусловленное температурным возбуждением спиновых волн. Статические флуктуации продольных компонент спина в рамках этих представлений полностью игнорируются. (Именно это обстоятельство диктует необходимость использования диаграммной техники для спиновых операторов для описания свойств системы при конечных температурах.)

Температурная перенормировка спектра и затухание спин-волновых возбуждений, обусловленных рассеянием спиновых волн на (продольных) флуктуациях намагниченности, возникает уже в первом приближении по обратному радиусу взаимодействия. Заметим, что «стандартное» затухание спин-волновых колебаний, обусловленное их рассеянием друг на друге, возникает только в следующем (втором) приближении теории возмущений. Проанализируем роль флуктуаций намагниченности в динамике системы при $L(T) \rightarrow 0$. (Процессы релаксации спиновых волн в редкоземельных ферритах-гранатах при температурах вдали от точек компенсации теоретически изучались в работе [20].)

3.2. Эффекты флуктуации намагниченности

Ограничимся рассмотрением области температур $S_2 J_{10} \leq T \sim T_L \ll T_C \sim S_2 J_{20}$, в которой флуктуациями намагниченности «сильной» подрешетки можно пренебречь. В этой области температур

$$b'_2(\beta x_0) \sim \exp(-\beta x_0) \sim \exp(-S_2 J_{20}/T) \ll 1.$$

На рис. 1 приведены графики для массовых операторов в первом порядке теории возмущений по обратному радиусу взаимодействия. Светлыми точками изображены вершины, соответствующие операторам S^z . Как уже отмечалось, блоку, охватывающему N операторов S^z , сопоставляется $(N-1)$ -я производная от функции $b(z)$. Сплошным линиям соответствует функция Грина $G(\mathbf{k}, \omega_n) = (i\omega_n - y)^{-1}$, а штриховым — функция Грина $F(\mathbf{k}, \omega_n) = (i\omega_n + x)^{-1}$, где теперь $y = g_1 \mu_B H + \langle S_2 \rangle > J_{10}$, $x = -g_2 \mu_B H + \langle S_1 \rangle > J_{10} + \langle S_2 \rangle > J_{20}$. Эффективные линии взаимодействия $V_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega_n)$ изображены волнистыми линиями. Следуя правилам диаграммой техники, можно получить для них соответствующие аналитические выражения:

$$V_{11}^{+-}(\mathbf{k}, \omega_n) = b_2 J_{1k}^2 (i\omega_n - \varepsilon_{1k})^{-1} (i\omega_n + \varepsilon_{2k})^{-1} G^{(0)-1}(\mathbf{k}, \omega_n),$$

$$V_{11}^{zz}(\mathbf{k}, \omega_n) = 0,$$

$$V_{22}^{+-}(\mathbf{k}, \omega_n) = \frac{b_1 J_{1k}^2 + J_{2k} G^{(0)-1}(\mathbf{k}, \omega_n)}{(i\omega_n - \varepsilon_{1k})(i\omega_n + \varepsilon_{2k})} F^{(0)-1}(\mathbf{k}, \omega_n),$$

$$V_{22}^{zz}(\mathbf{k}, \omega_n) = J_{2k} + b'_1 J_{1k}^2 \delta_{n,0},$$

$$V_{12}^{zz}(\mathbf{k}, \omega_n) = -J_{1k}.$$

Сопоставляя графическим рядам на рис. 1 аналитические выражения и производя суммирование по частоте

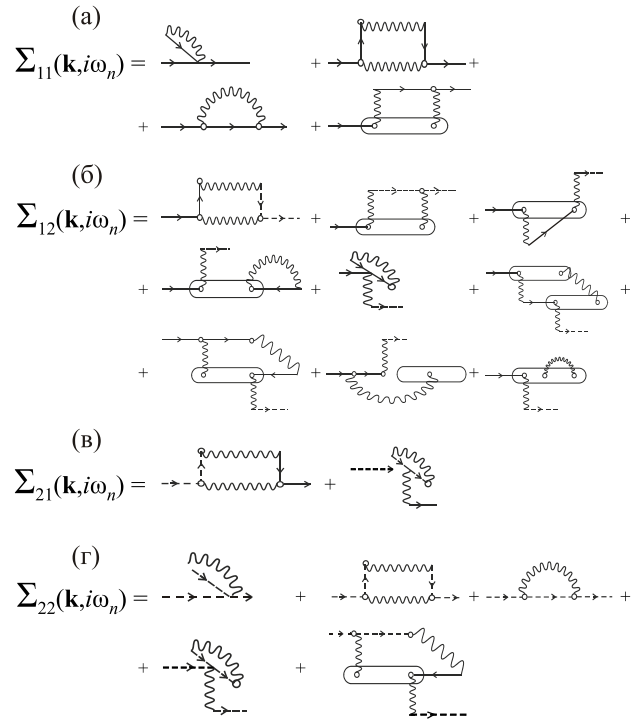


Рис. 1. Диаграммы первого порядка теории возмущений по обратному радиусу взаимодействия для массовых операторов: $\Sigma_{11}(\mathbf{k}, i\omega_n)$ (а), $\Sigma_{12}(\mathbf{k}, i\omega_n)$ (б), $\Sigma_{21}(\mathbf{k}, i\omega_n)$ (в) и $\Sigma_{22}(\mathbf{k}, i\omega_n)$ (г).

там, можно получить для уравнения (4) аналитическое выражение в искомом порядке теории возмущений, которое не приводим из-за громоздкости. Решение этого уравнения дает для энергии синфазных (верхний знак) и антифазных (нижний знак) типов спиновых колебаний значения

$$\varepsilon_{ik} = \tilde{\varepsilon}_{ik} + \frac{b_1}{\varepsilon_{1k} + \varepsilon_{2k}} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \frac{J_{1k}}{\varepsilon_{1q} + \varepsilon_{2q}} \left[\frac{b_2^2 J_{1k}^2 J_{1q}}{y_0 \pm \varepsilon_{ik}} - 2b_2 J_{1k} J_{1k+q} + J_{1q} (y_0 \mp \varepsilon_{ik}) \right] (n_{1q} - n_{2q}) +$$

$$+ \frac{y_0 \mp \varepsilon_{ik}}{\varepsilon_{1k} + \varepsilon_{2k}} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \frac{J_{2q} - J_{2k+q}}{\varepsilon_{1q} + \varepsilon_{2q}} \left[(y_0 - \varepsilon_{1q}) n_{1q} - (y_0 + \varepsilon_{2q}) n_{2q} \right] - \frac{b'_1}{\varepsilon_{1k} + \varepsilon_{2k}} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \frac{[(y_0 \mp \varepsilon_{ik}) J_{1k+q} - b_2 J_{1k} J_{1q}]^2}{(\varepsilon_{1q} \mp \varepsilon_{ik})(\varepsilon_{2q} \pm \varepsilon_{ik})}. \quad (11)$$

Здесь $n(\varepsilon_{iq}) = [\exp(\beta \varepsilon_{iq}) - 1]^{-1}$, $\tilde{\varepsilon}_{ik}$ определяется формулами (5)–(10) для энергии спиновых волн в нулевом приближении при замене в последних b_1 и b_2 на среднее значение спина подрешетки $\langle S_1^z \rangle$ и $\langle S_2^z \rangle$ соответственно. Явный вид выражений для $\langle S_1^z \rangle$ и $\langle S_2^z \rangle$ в рассматриваемом порядке теории возмущений можно найти в работе [20]. (Во избежание недоразумений отметим, что в работе [20] использовался иной — «по Ларкину» — способ выделения неприводимых диаграмм.) Слагаемые, пропорциональные первой производной b'_1 (последнее слагаемое в (11), а также аналогичные слагаемые в выражении для $\langle S_1^z \rangle$), описывают вклад флуктуаций намагниченности слабой подрешетки в высокочастотные свойства системы.

При малых волновых векторах ($M_2 I_2 (ak)^2 \ll L(T) J_{10}$) энергия синфазных колебаний по-прежнему описывается выражением (5), но константа жесткости $D_1(T)$ приобретает дополнительную добавку $\Delta D_1^{(1)}(T)$:

$$\frac{\Delta D_1^{(1)}(T)}{D_1(T)} = \frac{M_1/\gamma_1}{M_2/\gamma_2 L(T)} \frac{1}{(2\pi)^2} \left(\frac{T\gamma_2}{M_2 I_2} \right)^{3/2} \Gamma(3/2) Z_{3/2} (M_1 J_{10} \beta/\gamma_1 - g_1 \mu_B H \beta) -$$

$$- \frac{(M_1/\gamma_1)^2 T + M_1'/\gamma_1 (M_2/\gamma_2)^2 J_{10}}{L(T) (M_2/\gamma_2)^3 J_{20}} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} (1 - J_{2q}/J_{20})^{-1}, \quad (12)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция, а

$$Z_n(x) = \sum_{m=1}^{\infty} \exp(-xm)/m^n.$$

Главный вклад в $\Delta D_1^{(1)}(T)$ дает линейный по температуре член, обусловленный парамагнитными колебаниями слабой подрешетки.

При достаточно больших волновых векторах, $L(T)J_{10} < M(T)J_{10} \ll M_2I_2(ak)^2$, учет флуктуаций намагниченности приводит к тому, что энергия синфазной прецессии подрешеток описывается выражением

$$\varepsilon_{1\mathbf{k}}(T) - \tilde{\varepsilon}_{1\mathbf{k}} = \frac{J_{10}T\gamma_2}{M_2J_{20}} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} (1 - J_{2\mathbf{q}}/J_{20})^{-1} + \frac{J_{10}}{(2\pi)^2} \left(\frac{T\gamma_2}{M_2I_2} \right)^{3/2} \Gamma(3/2)Z_{3/2}(M_1J_{10}\beta/\gamma_1 - g_1\mu_B H\beta). \quad (13)$$

Как следует из (13), в рассматриваемом приближении температурные поправки не зависят от волнового вектора. Физика такого поведения обусловлена тем, что синфазные колебания при не слишком малых k фактически представляют собой парамагнитную прецессию намагниченности слабой подрешетки в обменном поле $< S_2 > J_1$ [21]. Тем не менее из-за наличия обменной связи с «упорядоченной» подрешеткой температурная зависимость частоты этой прецессии не совпадает с $< S_2 > J_1$, а имеет дополнительные вклады, описываемые правой частью в (13). Наличие обменного взаимодействия между подрешетками обуславливает своеобразную «вязкость» среды, что и приводит к положительным вкладам $\sim T$ от парамагнитных и $\sim T^{3/2}$ от ферромагнитных возбуждений. Считая $T/M_2I_2 \sim 10^{-1}$ ($M_2I_2 \sim T_C$) и учитывая численные коэффициенты, получаем, что первое слагаемое в (13) может на порядок и более превышать второе.

Статические флуктуации продольной компоненты намагниченности приводят и к температурной перенормировке щели антифазной ветви спектра. Приведем выражение для наиболее интересного случая $H \rightarrow 0$ и $L(T)J_{10} \gg M_2I_2(ak)^2 \rightarrow 0$. Вычисления дают

$$\varepsilon_{20}(T) = \tilde{\varepsilon}_{20} - \frac{1}{(2\pi)^2} J_{10} \left(\frac{T\gamma_2}{M_2I_2} \right)^{3/2} \Gamma(3/2)Z_{3/2}(M_1J_{10}\beta/\gamma_1) + \left(\frac{T\gamma_2^2\tilde{\varepsilon}_{20}}{M_2^2J_{20}} + \frac{M_1^2J_{10}^2}{M_1J_{20}} \right) \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} (1 - J_{2\mathbf{q}}/J_{20})^{-1}. \quad (14)$$

Из (8) и (10) следует, что в рассматриваемом приближении $\tilde{\varepsilon}_{20} \approx L(T)J_{10}$ и температурные поправки конечны при $L(T) \rightarrow 0$. Как и для синфазных колебаний, при $T \sim T_L$ главный вклад дают парамагнитные колебания спинов слабой подрешетки (второе слагаемое в (14)).

4. Затухание магнонов

В рассматриваемом порядке теории возмущений возникает и затухание спиновых волн, обусловленное их рассеянием на флуктуациях намагниченности слабой подрешетки $\gamma_i^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T)$. Имеем

$$\gamma_i^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T) = \frac{\pi b_1'}{(\varepsilon_{1\mathbf{k}} + \varepsilon_{2\mathbf{k}})^2} \times \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} [(y \mp \varepsilon_{i\mathbf{k}})J_{1\mathbf{k}+\mathbf{q}} - b_2J_{1\mathbf{k}}J_{1\mathbf{q}}]^2 \delta(\varepsilon_{i\mathbf{k}} - \varepsilon_{i\mathbf{q}}) \quad (15)$$

для синфазных (верхний знак) и антифазных (нижний знак) типов колебаний. Флуктуационное затухание пропорционально производной b_1' и в области температур $T \ll b_2J_{10}$ экспоненциально мало. Однако при увеличении температуры этот тип затухания быстро растет.

В общем случае время жизни магнонов $1/\gamma_i^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T)$ зависит от соотношения между характерными величинами: $|(g_1 - g_2)|\mu_B H$, $M_2(J_{20} - J_{2\mathbf{k}}) \approx M_2I_2(ak)^2$ и $L(T)J_{10}$. Так, если $H \rightarrow 0$ и $M_2I_2(ak)^2 \ll L(T)J_{10}$, то, используя (15), для флуктуационного затухания синфазных колебаний получаем

$$\gamma_1^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T) \sim \frac{M'}{\pi\gamma_1} \frac{D_1(T)}{(\varepsilon_{1\mathbf{k}} + \varepsilon_{2\mathbf{k}})^2} J_{10}^2(ak)^5. \quad (16)$$

Здесь спектр спиновых волн $\varepsilon_{1\mathbf{k}}$ и $\varepsilon_{2\mathbf{k}}$ определен выражениями (5) и (6) соответственно. С приближением к точке компенсации механических моментов, т.е. при $L(T)J_{10} \ll M_2I_2(ak)^2$ и $H \rightarrow 0$, вычисление (15) дает

$$\gamma_1^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T) \sim \frac{M_1'}{\pi\gamma_1(\varepsilon_{1\mathbf{k}} + \varepsilon_{2\mathbf{k}})} [(\varepsilon_{1\mathbf{k}} + \varepsilon_{2\mathbf{k}}) - 2(M_2/\gamma_2)I_2(ak)^2] \times \frac{J_{10}^2}{(M_2/\gamma_2)I_2}(ak), \quad (17)$$

где в рассматриваемом приближении

$$\varepsilon_{1\mathbf{k}} + \varepsilon_{2\mathbf{k}} \approx [(M_1/\gamma_1 + M_2/\gamma_2)(M_2/\gamma_2)J_{10}I_2]^{1/2}(ak).$$

Как видно из этих выражений, с приближением к точке компенсации механических моментов подрешеток затухание синфазных колебаний возрастает, но при $L(T) \rightarrow 0$ затухание остается конечным.

Как впервые, по-видимому, отмечалось в работе [22], неравенство g -факторов спинов разных подрешеток приводит к дополнительному затуханию спиновых волн во внешнем магнитном поле. Физика явления такова. При $g_1 \neq g_2$ частоты однородной прецессии спинов в подрешетках различны, но обменная связь между подрешетками препятствует вращению спинов с разными частотами. Если волновой вектор достаточно мал, так что $M_2I_2(ak)^2 \ll |(g_1 - g_2)|\mu_B H$, но $|(g_1 - g_2)|\mu_B H \ll L(T)J_{10}$,

то указанный механизм в рассматриваемой системе приводит к дополнительному затуханию вида

$$\gamma_1^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T) \approx \frac{M_1' [(g_1 - g_2)\mu_B H]^2}{\pi\gamma_1 D_1(T)} \times \left(\frac{M_2}{\gamma_2 L(T)} \right)^2 \frac{J_{10}^2}{(\varepsilon_{10} + \varepsilon_{20})^2} (ak). \quad (18)$$

Здесь ε_{10} и ε_{20} определены выражениями (7) и (8) соответственно, т.е. линия магнитного резонанса существенно уширяется при приближении к T_L .

Наконец, в непосредственной окрестности T_L , когда

$$[(M_1/\gamma_1 + M_2/\gamma_2)J_{10} |(g_1 - g_2)\mu_B H|^{1/2} \gg \gg M_2 I_2 (ak)^2 \gg L(T)J_{10} \rightarrow 0,$$

для ширины линии синфазной прецессии находим

$$\gamma_1^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T) \approx \frac{M_1' J_{10}^2}{\pi\gamma_1 (M_2/\gamma_2)I_2} (ak). \quad (19)$$

Таким образом, как следует из (16)–(19), с приближением к точке компенсации механических моментов затухание синфазных возбуждений существенно возрастает при любом $k \neq 0$. Тем не менее понятие спин-волновых возбуждений сохраняет смысл, поскольку всегда $\gamma_1^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T)/\varepsilon_{1\mathbf{k}}(T) \rightarrow 0$ при $(ak) \rightarrow 0$.

Рассеиваются на флуктуациях намагниченности слабой подрешетки и антифазные колебания. В соответствии с (14), при $M_2 I_2 (ak)^2 \ll L(T)J_{10}$ имеем

$$\gamma_2^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T) \approx \gamma_2 M_1' \frac{L(T)}{\pi M_1 M_2} \frac{J_{10}}{I_2} J_{10} (ak). \quad (20)$$

В обратном предельном случае $L(T)J_{10} \ll M_2 I_2 (ak)^2$ и $H \rightarrow 0$ вычисления дают

$$\gamma_2^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T) \sim \frac{M_1'}{\pi\gamma_1 (\varepsilon_{1\mathbf{k}} + \varepsilon_{2\mathbf{k}})} [(\varepsilon_{1\mathbf{k}} + \varepsilon_{2\mathbf{k}}) + 2(M_2/\gamma_2)I_2 (ak)^2] \times \frac{J_{10}^2}{(M_2/\gamma_2)I_2} (ak), \quad (21)$$

где, как и в выражении (17), $(\varepsilon_{1\mathbf{k}} + \varepsilon_{2\mathbf{k}}) \sim (J_{10} I_2)^{1/2} (ak)$. То есть затухание длинноволновых антифазных колебаний остается конечным и при достаточно малых значениях $L(T)$. Наконец, при $|(g_1 - g_2)\mu_B H| \ll L(T)J_{10}$ и $(ak) \rightarrow 0$ находим, что ширина линии антифазной прецессии описывается выражением

$$\gamma_2^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T) \approx \frac{M_1' J_{10}^2}{\pi\gamma_1 (\varepsilon_{10} + \varepsilon_{20})^2} \frac{[L(T)J_{10}]^2}{D_2(T)} (ak). \quad (22)$$

Как следует из полученных результатов, в области малых волновых векторов и вдали от температуры компенсации угловых моментов, когда $M_2 I_2 (ak)^2 \ll L(T)J_{10}$,

для коэффициентов затухания имеем $\gamma_1^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T) < \gamma_2^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T)$. При $L(T)J_{10} \ll M_2 I_2 (ak)^2$ в непосредственной окрестности T_L коэффициенты затухания обоих типов колебаний становятся одного порядка $\gamma_1^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T) \sim \gamma_2^{\text{fl}}(\mathbf{k}, T)$. Таким образом, в области точки компенсации угловых моментов в магнитном резонансе антифазные колебания смягчаются и становятся равноправными с синфазными.

5. Заключение

В работе выполнен анализ роли продольных флуктуаций намагниченности слабой подрешетки в формировании динамических свойств двухподрешеточного ферримагнетика с неэквивалентными подрешетками в области температур компенсации угловых (механических) моментов подрешеток. Существенная зависимость спектра и затухания спин-волновых возбуждений от температуры означает, что стандартное приближение в рамках уравнения Ландау–Лифшица с параметром затухания, не зависящим от температуры, некорректно. Принципиальным здесь является тот факт, что температурная зависимость намагниченностей подрешеток разная, в результате разным оказывается и температурное поведение синфазных и антифазных колебаний. Показано, что относительная роль процессов рассеяния спиновых волн на флуктуациях спонтанного момента и на коллективных возбуждениях различна в разных областях температур и магнитных полей. В области температур компенсации статические флуктуации продольной компоненты слабой подрешетки дают ненулевой вклад уже в первом исчезающем приближении. В то же время эффекты, обусловленные рассеянием спиновых волн друг на друге и соответствующие поперечным отклонениям намагниченности, возникают только в следующем приближении теории возмущений.

Экспериментальные исследования, выполненные в недавних работах, качественно подтверждают результаты нашего микроскопического рассмотрения. Так, в работе [3] исследована спиновая динамика в пленочных образцах ферримагнетика GdFeCo. Результаты указывают на взаимную компенсацию намагниченности подрешеток при $T_M = 160$ К и компенсацию угловых моментов при $T_L = 220$ К. Авторы наблюдали две ветви колебаний. При приближении к точке T_L частота прецессии синфазных колебаний ω_{FMR} существенно возросла одновременно с ростом ширины линии. Одновременно частота антифазных колебаний ω_{ex} существенно понижалась и в окрестности T_L была ниже ω_{FMR} (см. рис. 3 в [3]).

Роль магнитной точки компенсации в эффективности перемагничивания двухподрешеточного ферримагнетика исследовалась и в недавней работе [23]. (К сожалению, использованная в [23] методика измерений не позволяла выделить точку компенсации угло-

вого момента.) Авторы обнаружили, что при одной и той же энергии лазерного импульса в тонких пленках ферримагнетика $Gd_{24}Fe_{66,5}Co_{9,5}$ перемагничивание происходит, только если исходно образец находился ниже температуры T_M (около 270 К). Как показывает проведенный в данной работе анализ, микроскопической причиной такой зависимости динамических характеристик системы от температуры может быть переход в парамагнитное состояние редкоземельных спинов и, в частности, флуктуации намагниченности редкоземельной подрешетки. В условиях, когда температура области перемагничивания сопоставима с температурой Кюри, динамика намагниченности Fe подсистемы происходит на фоне существенно уменьшенной намагниченности редкоземельной (Gd) подрешетки. При больших флуктуациях намагниченности слабой подрешетки ее средняя намагниченность близка к нулю, и уже достаточно слабое внешнее магнитное поле способно индуцировать локальную переориентацию подрешеток. Антиферромагнитное взаимодействие между подрешетками стимулирует рост такого домена и перемагничивание всей области нагрева. Таким образом, по-нашему мнению, учет флуктуационных эффектов принципиален для понимания микроскопических механизмов изменения направления намагниченности ультракоротким лазерным импульсом в редкоземельных ферримагнетиках.

Автор выражает благодарность С.В. Тарасенко за полезное обсуждение работы.

1. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
2. Б.А. Иванов, *ФНТ* **40**, № 2 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, No. 2 (2014)].
3. C.D. Stanciu, A.V. Kimel, F. Hansteen, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **73**, 220402(R) (2006).
4. M. Binder, A. Weber, O. Mosendz, G. Woltersdorf, M. Izquierdo, I. Neudecker, J.R. Dahn, T.D. Hatchard, J.-U. Thiele, C.H. Back, and M.R. Scheinfein, *Phys. Rev. B* **74**, 134404 (2006).
5. C.D. Stanciu, F. Hansteen, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 047601 (2007).
6. I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H.A. Dürr, T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Nature* **472**, 205 (2011).
7. A.R. Khorsand, M. Savoini, A. Kirilyuk, A.V. Kimel, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 127205 (2012).
8. T.A. Oster, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, S. El Moussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L.J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D. Afanasiev, B.A. Ivanov, A.M. Kalashnikova, K. Vahaplar, J. Mentink, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Nat. Commun.* **3**, 666 (2012) doi:10.1038/ncomms1666.
9. M. Cinchetti, M. Sánchez Albaneda, D. Hoffmann, T. Roth, J.-P. Wüstenberg, M. Krauß, O. Andreyev, H.C. Schneider, M. Bauer, and M. Aeschlimann, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 177201 (2012).
10. R.K. Wangsness, *Phys. Rev.* **91**, 1085 (1953); *Phys. Rev.* **97**, 831 (1955).
11. S. Geschwind and L.R. Walker, *J. Appl. Phys.* **30**, Suppl. 163S (1959).
12. J. Kaplan and C. Kittel, *J. Chem. Phys.* **21**, 760 (1953).
13. А.Г. Гуревич, А.Г. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Физмат, Москва (1994) [A.G. Gurevich and G.A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC Press, Boca Raton, FL (1996)].
14. F. Schlickeiser, U. Atxitia, S. Wienholdt, D. Hinze, O. Chubykalo-Fesenko, and U. Nowak, *Phys. Rev. B* **86**, 214416 (2012).
15. 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).
16. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984) [*Sov. Phys. JETP* **60**, 863 (1984)]; *ЖЭТФ* **94**, 196 (1988) [*Sov. Phys. JETP* **64**, 757 (1988)]; *ФНТ* **11**, 1198 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **11**, 662 (1985)].
17. В.Г. Барьяхтар, В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, *Функции Грина в теории магнетизма*, Наукова Думка, Киев (1984).
18. В.Г. Барьяхтар, В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, *ТМФ* **56**, 149 (1983).
19. В.Г. Вакс, А.И. Ларкин, С.А. Пикин, *ЖЭТФ* **53**, 281 (1967) [*Sov. Phys. JETP* **26**, 188 (1968)]; *ЖЭТФ* **53**, 1089 (1967) [*Sov. Phys. JETP* **26**, 647 (1968)].
20. В.Н. Криворучко, *ФНТ* **7**, 1167 (1981) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **7**, 662 (1981)].
21. В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, *ФТТ* **21**, 1502 (1979).
22. С.А. Пикин, *ЖЭТФ* **54**, 1851 (1968) [*Sov. Phys. JETP* **27**, 995 (1968)].
23. R. Medapalli, I. Razdolski, M. Savoini, A.R. Khorsand, A.M. Kalashnikova, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing, *Eur. Phys. J. B* **86**, 183 (2013).

The magnetization dynamics of a two-sublattice ferrimagnet near the angular momentum compensation point

V.N. Krivoruchko

The high-frequency properties of a two-sublattice ferrimagnet at temperatures near the angular momentum compensation point T_L are studied. The diagram technique for spin operators, as well as the analytical expressions applicable in the total temperature interval of

magnetic ordering are used. It is shown that near T_L the longitudinal magnetic fluctuations substantially affect the resonance properties of the magnet, so that temperature behaviors of in-phase and opposite-phase precessions of sublattice magnetizations are different. With approaching T_L the frequency of the in-phase precession increases simultaneously with a significant increase of the line width, while the frequency of the opposite-phase oscillation substantially decreases, so that the both types of oscillations are equal. The results obtained are important for understanding of microscopic mechanisms of magnetization reverse by ultrashort laser pulses in rare-earth ferrimagnets.

PACS: 75.40.Gb Dynamic properties (dynamic susceptibility, spin waves, spin diffusion, dynamic scaling, etc.);
75.50.Gg Ferrimagnetics;
76.50.+g Ferromagnetic, antiferromagnetic, and ferrimagnetic resonances; spin-wave resonance.

Keywords: two-sublattice ferrimagnet, magnetization dynamics at finite temperature, temperature magnetization fluctuations, temperature of sublattices angular momentum compensation.