

Температурная зависимость статических и динамических свойств анизотропного ферритмагнетика

© В.И. Бутрим¹, Б.А. Иванов², О.А. Космачев¹, Ю.А. Фридман¹

¹Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

²Институт магнетизма НАН Украины, Киев, Украина

E-mail: frid@tnu.crimea.ua

(Поступила в Редакцию 15 ноября 2011 г.)

В работе исследованы температурные зависимости намагниченностей подрешеток и спектров элементарных возбуждений анизотропного ферритмагнетика. Показано, что наличие даже малой одноионной анизотропии приводит к возникновению эффекта квантового сокращения спина, и, как следствие, к изменению поведения намагниченности подрешеток. При этом возникает новая ветвь магнитных возбуждений с чисто продольной динамикой среднего значения спина, обусловленных эффектом квантового сокращения спина.

Работа поддержана Министерством образования и науки Украины в рамках проекта № 269/09), Национальной Академией Наук Украины в рамках проекта № 228-11 и частично поддержана грантом Украинского Научно-Технического Центра УНТЦ (STCU) № 5210 и совместным грантом РФФИ и НАН Украины № 227-11.

1. Введение

В последние годы оформилась новая и перспективная область фундаментальной и прикладной физики магнетизма, получившая название фемтомагнетизм [1], базирующаяся на возможности манипулирования намагниченностью магнетиков с помощью фемтосекундных лазерных импульсов [2]. Недавно для ферритмагнетиков (конкретно, сплава редкоземельных и переходных металлов GdFeCo) был обнаружен сверхбыстрый (за время порядка нескольких пикосекунд) переворот намагниченностей подрешеток под действием лазерного импульса с длительностью меньше 100 фемтосекунд [3]. Результат работы [3] оказался неожиданным и достаточно необычным, он характерен только для ферритмагнетиков. Установлено, что эффект переориентации не связан с поляризацией света и обусловлен только предельно коротким (но сильным, с максимальным значением температуры выше точки Кюри T_C) нагревом образца [3]. Микроскопическая причина эффекта переориентации [3] пока не вполне ясна. Установлено только, что в формировании эффекта существенную роль играет изменение модулей магнитных моментов подрешеток $|\mathbf{M}_{1,2}|$ в области температур, когда величины $|\mathbf{M}_1(t)|$ и $|\mathbf{M}_2(t)|$ малы по сравнению с их максимальными значениями [3]. Иными словами, для описания эффекта существенна чисто продольная эволюция магнитных моментов подрешеток, так как стандартная поперечная спиновая динамика (описываемая на основе уравнения Ландау–Лифшица) просто не может проявиться на столь коротких временах. В этой связи представляет интерес анализ магнитных состояний ферритмагнетика в области немалых температур при условии малости $|\mathbf{M}_1|$ и $|\mathbf{M}_2|$.

Отметим, что эффект переориентации наблюдался для сплава, содержащего как слабоанизотропные ионы, так и редкоземельные ионы, обладающие немалой одноионной анизотропией. Этот факт учитывался в численном моделировании, проведенном авторами [3] на основе анализа уравнений Ландау–Лифшица с учетом затухания и случайной силы, моделирующей взаимодействие с термостатом, для системы из 5×10^5 атомов. Результаты моделирования хорошо описывали эксперимент. Известно, однако, что наличие немалой одноионной анизотропии приводит к существенно квантовым эффектам, не описываемым стандартной феноменологической теорией. Полное описание подобных эффектов требует учета динамики тензорных переменных, представляющих собой квантовые средние от операторов, билинейных по компонентам спина, что выходит за рамки уравнения Ландау–Лифшица [4–6]. В частности, для магнетика с ферромагнитным взаимодействием эквивалентных спинов и большой одноионной анизотропией показана возможность эффекта квантового сокращения спина, при этом намагниченность меньше номинальной даже при нулевой температуре [7]. Этот эффект максимален при малом целом значении спина магнитного иона $S = 1$, но в принципе возможен и для больших спинов, $S = 2$ [8], а также и для полуцелого спина $S = 3$ [9]. Эффект квантового сокращения спина характерен для магнетиков с одноионной анизотропией типа „легкая плоскость“, но не наблюдается в магнетиках с одноионной анизотропией типа „легкая ось“, что обусловлено структурой основного состояния [10,11]. Как предельный случай реализации таких эффектов отметим существование так называемых нематических фаз магнетика с равных нулю средним значением спина [7–9].

Случай ферритмагнетиков с двумя подрешетками, одна из которых изотропна, а вторая имеет немалую одноионную анизотропию, важный для эксперимента [3], практически не исследован. Недавно было показано, что при низкой температуре эффект квантового сокращения спина сильно подавлен влиянием обменного поля изотропной подрешетки на анизотропную [12]. Однако можно ожидать, что при немалой температуре, когда намагниченность и обменное поле изотропной подрешетки уменьшены, эффект квантового сокращения спина анизотропной подрешетки окажет существенное влияние на магнитные свойства магнетика. Анализ подобной задачи, насколько нам известно, ранее не проводился. Понимание роли специфических квантовых эффектов сокращения спина при немалой температуре может оказаться существенным для понимания эффектов типа лазерной переориентации в ферритмагнетиках, тем более что основная стадия переориентации происходит в течение времени, когда температура меняется слабо и составляет примерно T_C .

Одним из наиболее существенных проявлений эффекта квантового сокращения спина является появление дополнительной ветви спиновых колебаний, для которой характерны осцилляции среднего значения спина по длине [12]. В интересующей нас ситуации, когда константа одноионной анизотропии существенно меньше константы обменного взаимодействия, следует ожидать, что частота этой моды будет достаточно высокой. Однако в условиях быстрой эволюции спинового состояния системы, такого типа, как в эксперименте [3], можно надеяться на достаточно активное проявление этой моды. Необходимо отметить, что экспериментально наблюдаемая зависимость намагниченностей подрешеток от времени демонстрирует определенную немонотонность, напоминающую осцилляции с периодом порядка 0.3 ps, на фоне плавного изменения намагниченности, в интервале $0.5 < t < 3$ ps (см. рис. 2 работы [3]). В то же время данные численного моделирования этого процесса, проведенные в рамках модели, не учитывающей квантового сокращения спина, такого поведения не показывают. Таким образом, вопрос о возможных проявлениях эффектов квантового сокращения спина в статических и особенно в динамических свойствах ферритмагнетиков при немалых температурах становится актуальным.

Целью настоящей работы является исследование роли квантовых эффектов в простейшей модели анизотропного ферритмагнетика, допускающей сокращение спина при немалых температурах. Мы покажем, что эффекты сокращения спина могут быть существенными даже при не очень большом значении, (как в материале, исследованном в работе [3]) константы одноионной анизотропии. При этом в системе, дополнительно к двум известным „поперечным“ модам, низкочастотной и высокочастотной, существует третья ветвь коллективных колебаний, связанная с осцилляциями длины среднего значения спина анизотропной подрешетки.

2. Температурная зависимость намагниченности подрешеток

Рассмотрим двухподрешеточный коллинеарный магнетик с нескомпенсированными магнитными моментами подрешеток. Поскольку нас интересуют эффекты квантового сокращения спина только одной из подрешеток, выберем модель, в которой данное явление проявляется наиболее сильно. Будем считать, что спин магнитного иона первой подрешетки равен единице ($S_1 = 1$), а для второй подрешетки выберем значение $s_2 = 1/2$. Будем учитывать только одноионную анизотропию типа „легкая плоскость“ которая может присутствовать для первой подрешетки со спином $S > 1/2$. Гамильтониан такой системы можно представить в следующем виде

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J^{(1)}(n-n') \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'} - \frac{1}{2} \sum_{l,l'} J^{(2)}(l-l') \mathbf{s}_l \mathbf{s}_{l'} - \sum_{n,l} J^{(12)}(n-l) \mathbf{S}_n \mathbf{s}_l + \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^x)^2, \quad (1)$$

где $J^{(i)} > 0$, $i = 1, 2$, и $J^{(12)} < 0$ — константы обменного взаимодействия внутри двух подрешеток и межподрешеточного взаимодействия соответственно; \mathbf{S}_n — спиновый оператор первой подрешетки; \mathbf{s}_l — спиновый оператор второй подрешетки; n, l — номера узлов первой и второй подрешеток соответственно; $\beta > 0$ — константа одноионной анизотропии, описывающей анизотропию типа „легкая плоскость“, легкой плоскостью является плоскость ZOY . Выберем ось z в качестве оси квантования, при этом спин первой подрешетки (на один узел) $\langle \mathbf{S} \rangle$ параллелен оси z , $\langle \mathbf{S}_z \rangle \mathbf{e}_z$, а спин второй подрешетки $\langle \mathbf{s} \rangle$ антипараллелен этой оси. Для проведения расчетов удобно повернуть вторую подрешетку так, чтобы направление осей квантования обеих подрешеток совпадали. Унитарный поворот $U(\varphi) = \prod_l \exp(i\varphi s_l^x)$ на угол $\varphi = \pi$ приводит к следующим преобразованиям (сохраняющим стандартные коммутационные соотношения) компонент оператора спина второй подрешетки $s_l^x \rightarrow s_l^x, s_l^y \rightarrow -s_l^y, s_l^z \rightarrow -s_l^z$.

Для описания эффектов квантового сокращения спина необходимо учесть влияние одноионной анизотропией точно. Этого можно достичь, используя технику операторов Хаббарда [10,12,13], которые связаны со спиновыми операторами следующим образом:

$$S^z = \cos 2\alpha(X^{11} - X^{-1-1}) - \sin 2\alpha(X^{1-1} + X^{-11}),$$

$$S^+ = \sqrt{2} \cos \alpha(X^{10} + X^{0-1}) + \sqrt{2} \sin \alpha(X^{01} - X^{-10}), \quad S^- = (S^+)^+ \quad (2)$$

и

$$s^z = \frac{1}{2} \left(Y^{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} - Y^{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \right), \quad s^+ = Y^{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}, \quad s^- = (s^+)^+. \quad (3)$$

Из выражений (1)–(3) в рамках стандартного приближения молекулярного поля легко определить намагниченности подрешеток (на один узел) как функции температуры T

$$\langle S_1^z \rangle = \cos 2\alpha \frac{2 \sinh[\frac{\bar{H}_1}{T} \cos 2\alpha - \frac{\beta}{2T} \sin 2\alpha]}{\exp(-\frac{\beta}{2T}) + 2 \cosh[\frac{\bar{H}_1}{T} \cos 2\alpha - \frac{\beta}{2T} \sin 2\alpha]}, \quad (4)$$

$$\langle s_1^z \rangle = \frac{1}{2} \tanh \frac{\bar{H}_2}{2T}. \quad (5)$$

Здесь температура измеряется в энергетических единицах (постоянная Больцмана $k_B = 1$), и введены обозначения

$$\bar{H}_1 = J_0^{(1)} \langle S_1^z \rangle + |J_0^{(12)}| \langle s_2^z \rangle, \quad \bar{H}_2 = J_0^{(1)} \langle s_2^z \rangle + |J_0^{(12)}| \langle S_1^z \rangle,$$

$$\sin 2\alpha = \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 + (2\bar{H}_1)^2}},$$

где $J_0^{(1)}, J_0^{(2)}, J_0^{(12)}$ — нулевые Фурье-компоненты обменных интегралов.

Формулы (4), (5) определяют поведение средних значений спинов подрешеток при произвольных значениях температуры. Легко видеть, что формула для намагниченности первой подрешетки непосредственно содержит не только значения обменных интегралов, но и константу одноионной анизотропии. В интересующем нас случае, когда константа одноионной анизотропии мала ($\beta < J_0^{(12)}, J_0^{(2)}$), для ферромагнетика ее вклад в поведение намагниченности первой подрешетки минимален. Для феррита такое же поведение наблюдается при низких температурах. Анализ приведенных выше формул показывает, что при $T \rightarrow 0$ величина $\cos 2\alpha \rightarrow 1$, $\sin 2\alpha \rightarrow 0$, а средний магнитный момент первой подрешетки практически равен 1. Однако с ростом температуры ситуация меняется, поскольку, как следует из выражения для $\sin 2\alpha$ и формулы (4), константа одноионной анизотропии начинает „конкурировать“ не с обменными интегралами, а со средним полем \bar{H}_1 , которое, в свою очередь, является функцией температуры. При некоторых температурах константа анизотропии может сравниться, или даже превзойти поле \bar{H}_1 , т.е. мы переходим к случаю „эффективно“ большой анизотропии, $\beta \geq \bar{H}_1$. В этом температурном интервале поведение намагниченности первой подрешетки будет определяться не только ростом тепловых флуктуаций, но и эффектом квантового сокращения спина [6,7]. Что касается намагниченности второй подрешетки, то, на первый взгляд выражение (5) в точности соответствует функции Бриллюэна для спина $s = 1/2$, и при низких температурах намагниченность изотропной подрешетки (на один узел) точно равна 1/2. Однако одноионная анизотропия будет оказывать влияние и на температурное поведение второй подрешетки, поскольку в выражение для среднего поля \bar{H}_2 входит $\langle S_1^z \rangle$.

Система уравнений (4), (5) является существенно нелинейной и поддается аналитическому исследованию только при низких температурах [11,12]. Численно най-

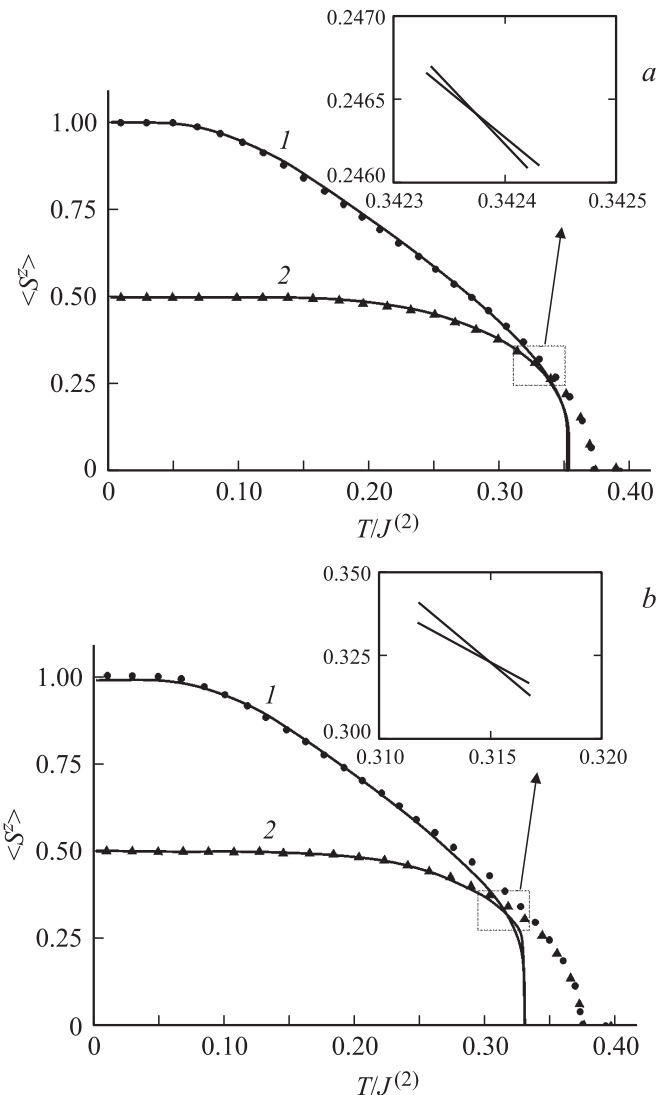


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченностей подрешеток анизотропного ферримагнетика. Кривые 1 и 2 описывают поведение намагниченностей подрешеток анизотропного ферримагнетика при $\beta/J^{(2)} = 0.05$ (a) и 0.1 (b). Точки и треугольники описывают поведение намагниченностей подрешеток изотропного ферримагнетика ($\beta = 0$) (первой и второй подрешеток соответственно). На вставках показаны детали поведения намагниченностей подрешеток вблизи температуры компенсации.

денная зависимость намагниченностей подрешеток от температуры (в единицах $J_0^{(2)}$) для значений параметров $J_0^{(12)}/J_0^{(2)} = 0.5$, $J_0^{(1)}, J_0^{(2)} = 0.05$ и различным величинам константы анизотропии представлена на рис. 1, a, b. Рис. 1, a отвечает $\beta/J_0^{(2)} = 0.05$, а рис. 1, b значение $\beta/J_0^{(2)} = 0.1$. На этом же рисунке символами представлены эти же зависимости для изотропного случая ($\beta = 0$), для которого квантовые эффекты отсутствуют.

Как видно из рисунка, при низких температурах отличие изотропного и анизотропного случаев практически отсутствует. Однако при повышении темпера-

туры, примерно до значений температуры компенсации (порядка 0.324 для случая $\beta/J_0^{(2)} = 0.05$ и 0.315 для $\beta/J_0^{(2)} = 0.1$), начинает существенно проявляться эффект квантового сокращения спина. Далее, с ростом температуры намагниченности начинают сильно уменьшаться и при $T/J_0^{(2)} = 0.328$ (для случая $\beta/J_0^{(2)} = 0.1$) и $T/J_0^{(2)} = 0.352$ (для случая $\beta/J_0^{(2)} = 0.05$) скачком уменьшаются до нуля. Такое поведение намагниченностей подрешеток может свидетельствовать о температурном фазовом переходе первого рода.

3. Температурная зависимость спектров магнонов

Для поиска спектра магнонов при немалых температурах используем технику температурных функций Грина. Известно, что полюса функции Грина определяют спектры элементарных возбуждений [14]. Поэтому для определения спектра магнонов определим функцию Грина как $G^{\alpha\alpha'}(n, \tau; n', \tau') = -\langle \hat{T} \tilde{X}_n^\alpha(\tau) \tilde{X}_{n'}^{\alpha'}(\tau') \rangle$, где \hat{T} — оператор Вика; $\tilde{X}_n^\alpha(\tau) = \exp(-\mathcal{H}\tau) X_n^\alpha \exp(\mathcal{H}\tau)$ — операторы Хаббарда в представлении взаимодействия, причем усреднение ведется с полным гамильтонианом (1); α — так называемые, корневые векторы, определяемые алгеброй операторов Хаббарда [11,13]. Метод получения дисперсионного уравнения подробно описан в работе [11], поэтому мы сразу перейдем к анализу спектров магнонов.

Анализ показывает, что в данной задаче число ветвей возбуждений равно трем. Из этих ветвей две определяют стандартные „поперечные“ возбуждения феррита [15], а дополнительная третья мода полностью связана с эффектами сокращения спина анизотропной подрешетки. Спектр одной из поперечных мод магнонов является безактивационным, и в длинноволновом пределе имеет стандартный вид $\varepsilon_1^2(k) \propto k^2$, типичный для легкоплоскостных ферромагнетиков. Вид закона дисперсии этой моды не связан ни с квантовыми эффектами, ни даже с подрешеточной структурой феррита [15], далее мы не будем его обсуждать. Что касается двух остальных ветвей возбуждений, то для них ситуация более сложная.

Прежде всего рассмотрим продольную моду магнонов, связанную с осцилляцией длины вектора намагниченности. Ее спектр можно представить в следующем виде

$$\varepsilon_2(k) = 2 \sqrt{\left(\bar{H}_1 \cos 2\alpha - \frac{\beta}{2} \sin 2\alpha \right) \left(\bar{H}_1 \cos 2\alpha - \frac{\beta}{2} \sin 2\alpha + J^{(1)}(k) \langle S_1^z \rangle \frac{1 - \cos 2\alpha}{\cos 2\alpha} \right)}. \quad (6)$$

Возбуждения, описываемые выражением (6), связаны не с прецессией магнитного момента, а с колебанием его модуля [11–13], т.е. ветвь возбуждений связана с эффектом квантового сокращения спина. Как видно, данная мода является высокочастотной. Температурная зависимость этой ветви возбуждений „спрятана“ не только в

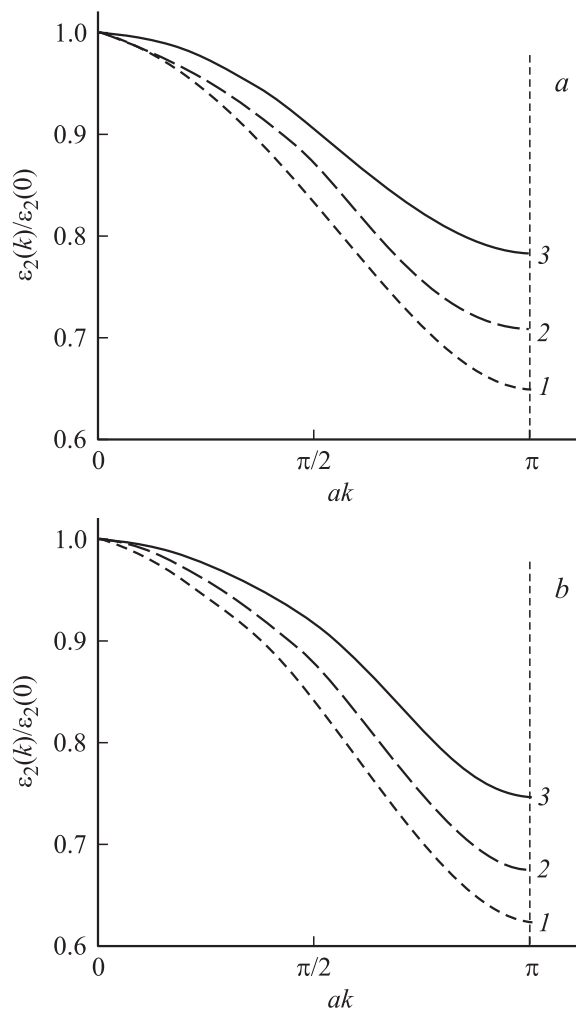


Рис. 2. Относительная дисперсия продольной магнонной моды (6) при $\beta/J_0^{(2)} = 0.05$ (a) и 0.1 (b). Кривые 1 соответствуют температуре $T/J_0^{(2)} \approx 0.0017$ (a, b), кривые 2 — $T/J_0^{(2)} \approx 0.167$ (a, b), кривая 3 — $T/J_0^{(2)} \approx 0.333$ (a), $T/J_0^{(2)} \approx 0.328$ (b).

средней намагниченности, но в выражении для среднего поля \bar{H}_1 , а следовательно, и в функциях $\cos 2\alpha, \sin 2\alpha$. Обсудим подробнее дисперсию магнонов (6) в зависимости от температуры.

Легко видеть, что при низких температурах эта ветвь возбуждений является практически бездисперсионной. Действительно, как уже отмечалось выше, при $T \rightarrow 0$ намагниченность анизотропной подрешетки $\langle S_1^z \rangle \rightarrow 1$, следовательно, $\cos 2\alpha \rightarrow 1$. Поэтому слагаемое, описывающее дисперсию в (6), $J^{(1)}(k) \langle S_1^z \rangle (1 - \cos 2\alpha) / \cos 2\alpha$, при низких температурах стремится к нулю, а спектр (6) практически совпадает с энергетической щелью. С ростом температуры намагниченность $\langle S_1^z \rangle$ уменьшается (рис. 1), но при этом уменьшается и $\cos 2\alpha$ так, что вклад дисперсии в энергию продольных колебаний намагниченности становится достаточно существенным.

На рис. 2, a, b приведена относительная дисперсия продольной моды (6) при различных значениях кон-

станты одноионной анизотропии и различных значениях температуры.

Вторая ветвь возбуждений анизотропной подрешетки описывает прецессионные колебания связанных магнитных моментов подрешеток и может быть представлена в виде

$$\varepsilon_3^2(k) = \frac{A(k)}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{A^2(k) - 4B^2(k)}, \quad (7)$$

где

$$A(k) = \left[(\bar{H}_2 - J^{(2)}(k) \langle s_2^z \rangle)^2 + E_{10}^2 + E_{0-1}^2 + (J^{(1)}(k))^2 \langle S_1^z \rangle^2 + 2(J^{(12)}(k))^2 \langle S_1^z \rangle \langle s_1^z \rangle + 2J^{(1)}(k)(b_1 E_{10} + b_3 E_{0-1}) \right];$$

$$B(k) = E_{10}^2 E_{0-1}^2 + (\bar{H}_2 - J^{(2)}(k) \langle s_2^z \rangle)^2 (E_{10}^2 + E_{0-1}^2) + \langle S_1^z \rangle^2 \left[J^{(1)}(k) (\bar{H}_2 - J^{(2)}(k) \langle s_2^z \rangle) - (J^{(12)}(k))^2 \langle s_2^z \rangle \right]^2 + 4(J^{(1)}(k))^2 b_1 b_3 E_{10} E_{0-1} + (J^{(1)}(k))^2 (b_1 E_{0-1} - b_3 E_{10})^2 \cos^2 2\alpha + 2J^{(1)}(k) E_{10} E_{0-1} (b_1 E_{0-1} + b_3 E_{10}) + 2 \left[J^{(1)}(k) (\bar{H}_2 - J^{(2)}(k) \langle s_2^z \rangle) - (J^{(12)}(k))^2 \langle s_2^z \rangle \right] \times (b_1 E_{10} + b_3 E_{0-1}) + 2(J^{(12)}(k))^2 \langle s_2^z \rangle \times (b_1 E_{0-1} + b_3 E_{10}) \cos 2\alpha;$$

$$E_{10} = -\bar{H}_1 \cos 2\alpha + \frac{\beta}{2} (\sin 2\alpha - 1),$$

$$E_{0-1} = -\bar{H}_1 \cos 2\alpha + \frac{\beta}{2} (\sin 2\alpha + 1);$$

$$b_1 = \frac{\exp(\frac{\bar{H}_1}{T} \cos 2\alpha - \frac{\beta}{2T} \sin 2\alpha) - \exp(-\frac{\beta}{2T})}{2 \cos h(\frac{\bar{H}_1}{T} \cos 2\alpha - \frac{\beta}{2T} \sin 2\alpha) + \exp(-\frac{\beta}{2T})},$$

$$b_3 = \frac{\exp(-\frac{\beta}{2T}) - \exp(-\frac{\bar{H}_1}{T} \cos 2\alpha + \frac{\beta}{2T} \sin 2\alpha)}{2 \cos h(\frac{\bar{H}_1}{T} \cos 2\alpha - \frac{\beta}{2T} \sin 2\alpha) + \exp(-\frac{\beta}{2T})}.$$

Это выражение достаточно громоздкое, но его анализ легко может быть проведен численно. Как и для стандартного феррита, активация магнонов этой ветви не мала. Температурная зависимость энергетических щелей спектров магнонов (6) и (7) для различных значений константы анизотропии приведена на рис. 3, *a, b*. Анализ показывает, что величина щели для продольной моды всегда выше, чем для обычной высокочастотной ветви магнонов в двухподрешеточном феррите. Из выражений (6) и (7), а также рис. 3 следует, что все моды существуют вплоть до критической температуры.

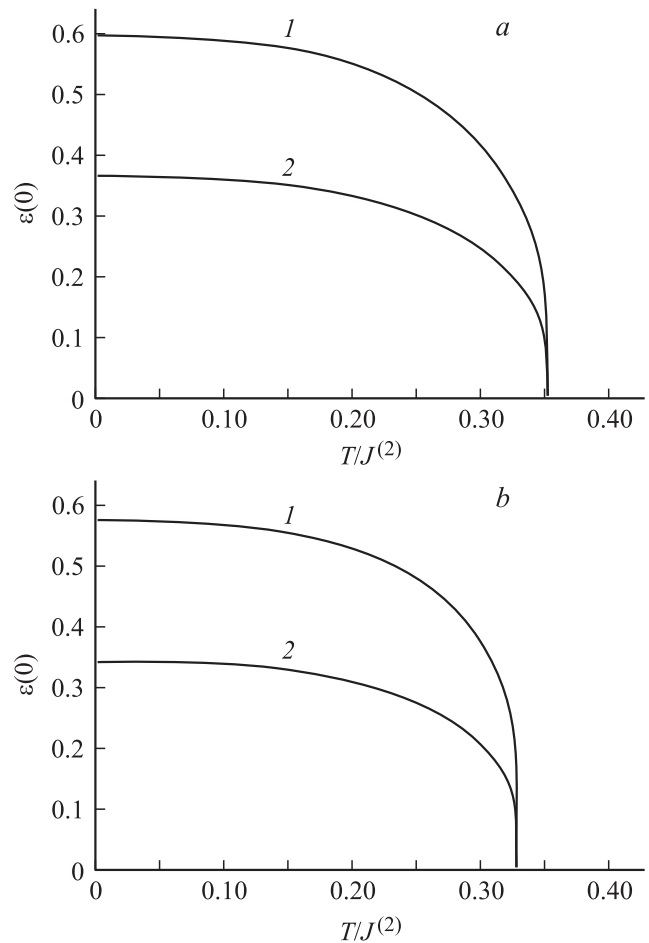


Рис. 3. Температурная зависимость энергетических щелей спектров анизотропной подрешетки ферритмагнетика. Кривые 1 и 2 описывают поведение щелей спектров (6) и (7) соответственно при $\beta/J^{(2)} = 0.05$ (a) и 0.1 (b).

4. Заключение

Проведенные исследования простой модели показали, что поведение анизотропных ферритмагнетиков принципиально отличается как от поведения изотропных ферритмагнетиков, так и от часто рассматриваемого случая сильно анизотропного ферромагнетика с одной подрешеткой. Это отличие прежде всего состоит в том, что свойства анизотропного ферромагнетика определяются соотношением констант анизотропии и обменного взаимодействия во всем температурном интервале. Так если константа одноионной анизотропии существенно превосходит обменный интеграл, то в одноподрешеточном магнетике во всем температурном интервале реализуется квадрупольное состояние с равной нулю намагниченностью [4,6,11]. В противном же случае в магнетике реализуется ферромагнитный порядок, также во всем температурном интервале, и эффекты квантового сокращения спина практически не наблюдаемы, как при низких, так и при высоких температурах [12]. Для исследованной модели, феррита с одноионной анизотропией, ситуация более сложная. Здесь даже малая одноионная анизотро-

пия (значительно меньшая обменного взаимодействия внутри изотропной подрешетки и межподрешеточного обмена) в области высоких температур приводит к существенной редукации спина анизотропной подрешетки. Как показано в настоящей работе, эффект квантового сокращения спина оказывает существенное влияние не только на статические, но и динамические свойства ферримагнетика. Прежде всего, это проявляется в возникновении ветви возбуждений, связанной с несохранением модуля магнитного момента. Кроме того, эта ветвь возбуждений имеет специфическую дисперсию: при низких температурах она практически бездисперсионная, а с ростом температуры дисперсия продольных магнонов растет. Также, как видно из рис. 3, анизотропный ферримагнетик при температуре Кюри испытывает фазовый переход первого рода. Это следует из того, что низкочастотная ветвь (7) вблизи температуры Кюри размягчается (кривая 2 на рис. 3), а в высокочастотной ветви (6) довольно долго сохраняется энергетическая щель, которая скачком обращается в ноль при T_c . Таким образом, при описании анизотропных ферримагнетиков, в частности высокочастотных мод в таких системах, эффекты квантового сокращения спина могут быть существенны даже при относительно малых (порядка 5–10% от обменного интеграла) значениях константы одноионной анизотропии.

Авторы признательны В.Г. Барьяхтару, Тому Остлеру (Tom Ostler) и Рою Шантреллу (Roy Chantrell) за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] J.-Y. Bigot, M. Vomir, E. Beaurepaire. *Nature Phys.* **5**, 515 (2009).
- [2] A. Kirilyuk, A.V. Kimel, Th. Rasing. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
- [3] I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H. A. Durr, T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A.V. Kimel. *Nature* **472**, 205 (2011).
- [4] Э.Л. Нагаев. *УФН* **136**, 61 (1982); Э.Л. Нагаев. *Магнетики со сложным обменным взаимодействием*. Наука, М. (1988). 231 с.
- [5] B.A. Ivanov, A.K. Kolezhuk. *Phys. Rev. B* **68**, 052 401 (2003).
- [6] В.М. Локтев, В.С. Островский. *ФНТ* **20**, 983 (1994).
- [7] В.В. Вальков, С.Г. Овчинников. *ТМФ* **50**, 466 (1982).
- [8] R. Barnett, A. Turner, E. Demler. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 180 412 (2006).
- [9] Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev, A.K. Kolezhuk, B.A. Ivanov. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 097 202 (2011).
- [10] Yu.N. Mitsay, Yu.A. Fridman, D.V. Spirin, M.S. Kochmanski. *Acta Phys. Pol.* **97**, 355 (2000).
- [11] Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev. *J. Magn. Magn. Mater.* **236**, 272 (2001).
- [12] Ю.А. Фридман, О.А. Космачев. *ФТТ* **51**, 1104 (2009).
- [13] Р.О. Зайцев. *ЖЭТФ* **68**, 207 (1975).
- [14] В.Г. Барьяхтар, В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский. *Функции Грина в теории магнетизма*. Наук. думка, Киев (1984). 335 с.
- [15] А.Г. Гуревич. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*. Наука, М. (1973). 591 с.