

УДК 537.61

Шаповалов И.П.

*Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова,
кафедра теоретической физики*

Мелкодисперсные одноосные магнетики с анизотропным биквадратным обменным взаимодействием

Исследовано ферромагнитное упорядочение в мелких частицах одноосного магнетика с анизотропным биквадратным обменным взаимодействием при значении узельного спина равном единице. Получены выражения для двух ветвей спектра спиновых возбуждений в ферромагнитной фазе. Доказано, что при определенных условиях в системе с понижением температуры сначала происходит потеря устойчивости спектра, а затем, при дальнейшем понижении температуры, устойчивость восстанавливается.

Ферромагнитное упорядочение спинов в частицах магнетика, размер которых превышает некоторое критическое значение d_c , вследствие возникновения доменной структуры не является однородным. Величина d_c зависит от вещества частицы и составляет несколько сотен ангстремов [1]. С уменьшением размера частицы d магнитостатическая энергия, пропорциональная d^3 , убывает быстрее, чем энергия границы между доменами, которая пропорциональна d^2 , что при $d < d_c$ приводит к возникновению однодоменного состояния с однородным ферромагнитным упорядочением в пределах всей частицы [2].

Целью данной работы является исследование влияния анизотропного биквадратного обменного взаимодействия (БОВ) на возникновение однородной ферромагнитной фазы (ФМФ) в мелких частицах ($d < d_c$) одноосного магнетика.

Магнитные соединения, в которых константы БОВ того же порядка, что и константы обычного обменного взаимодействия (ОВ), были экспериментально обнаружены еще в 80-е годы прошлого века. Это соединения на основе РЗМ материалов: ReVO , ReAsO , ReSb , ReCd (Re – РЗМ ион) (см. обзор [3]). К сожалению, при теоретическом изучении таких систем почти все авторы ограничились приближением изотропного БОВ [4, 5]. Тем не менее, анизотропия БОВ может существенно влиять на условия возникновения в системе ФМФ [6]. Для исследования спектров спиновых возбуждений в магнитных частицах с анизотропным БОВ в работе [7] был предложен метод, основывающийся на построении динамической матрицы. В настоящей работе с помощью указанного метода изучаются особенности ферромагнитного упорядочения в случае, когда гамильтониан системы является одноосным с осью симметрии Z . При наличии

кристаллического поля D и внешнего магнитного поля h , направленного вдоль оси Z , наиболее общий вид одноосного гамильтониана (см. [7])

$$H = -h \sum_i S_i^Z - \sum_{i,j(i \neq j)} J_{ij} \left[S_i^Z S_j^Z + \xi (S_i^X S_j^X + S_i^Y S_j^Y) \right] + \\ + D \sum_i O_{2i}^0 - \sum_{i,j(i \neq j)} K_{ij} (3O_{2i}^0 O_{2j}^0 - 2\eta O_{2i}^1 O_{2j}^{-1} + 4\zeta O_{2i}^2 O_{2j}^{-2}),$$

где J_{ij} – обменный интеграл, K_{ij} – биквадратный обменный интеграл, ξ , η , ζ – отличные от единицы константы, O_l^m ($l=1,2; m=0,\pm 1, \dots, \pm l$) – набор тензорных операторов, образующих алгебру Ли группы $SU(3)$.

Связь операторов O_l^m с операторами проекций спина имеет вид

$$O_1^0 = S^Z; O_1^1 \equiv S^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(S^X - iS^Y); O_1^{-1} \equiv S^- = \frac{-1}{\sqrt{2}}(S^X + iS^Y); \\ O_2^0 = (S^Z)^2 - \frac{2}{3}; O_2^{\pm 1} = -(S^Z S^{\pm} + S^{\pm} S^Z); O_2^{\pm 2} = (S^{\pm})^2.$$

Первая сумма в гамильтониане – это энергия взаимодействия магнитных моментов атомов с внешним магнитным полем (зеemanовская энергия). Вторая сумма – энергия ОВ, которое при $\xi=1$ становится изотропным. Третья сумма – это энергия взаимодействия магнитных моментов с кристаллическим полем. Четвертая сумма представляет собой энергию БОВ, при этом, отклонение η и ζ от единицы характеризует степень анизотропии БОВ.

В работе предполагается выполнение условия $J_{ij} > 0$, $K_{ij} > 0$, что исключает возможность антиферромагнитного упорядочения.

Средние значения операторов O_l^m определяют спиновый порядок в системе, т.е. образуют многокомпонентный параметр порядка. В ФМФ отличны от нуля только диагональные средние – $\langle S^Z \rangle$ и $\langle O_2^0 \rangle$. При нулевой температуре все спины направлены вдоль оси z , поэтому

$$\langle S^Z \rangle = 1; \langle O_2^0 \rangle = 1/3.$$

При конечных температурах $\langle S^Z \rangle$ и $\langle O_2^0 \rangle$ определяются системой двух уравнений [7]:

$$\langle S^Z \rangle = \frac{2sh\left(\left(h_z + 2J_0 \langle S^Z \rangle\right)/\theta\right) \exp\left(\left(6K_0 \langle O_2^0 \rangle - D\right)/\theta\right)}{1 + 2ch\left(\left(h_z + 2J_0 \langle S^Z \rangle\right)/\theta\right) \exp\left(\left(6K_0 \langle O_2^0 \rangle - D\right)/\theta\right)}, \\ \langle O_2^0 \rangle = \frac{1}{3} - \frac{1}{1 + 2ch\left(\left(h_z + 2J_0 \langle S^Z \rangle\right)/\theta\right) \exp\left(\left(6K_0 \langle O_2^0 \rangle - D\right)/\theta\right)},$$

где θ – температура в энергетических единицах ($\theta = kT$), J_0 и K_0 определяются выражениями $J_0 \equiv \sum_i J_{ij}$, $K_0 \equiv \sum_i K_{ij}$.

Основным состоянием атома в ФМФ является состояние с $S^Z = 1$. При конечных температурах возникают спиновые возбуждения с $S^Z = 0$ и $S^Z = -1$. Операторами рождения этих возбуждений являются операторы Хаббарда X^{01} и X^{-11} , а операторами уничтожения – X^{10} и X^{1-1} .

Для нахождения ветвей спектра спиновых возбуждений мы использовали предложенный в [7] метод, который основывается на построении динамической матрицы. Применительно к настоящей работе, коротко, метод состоит в следующем. Путем вычисления коммутаторов всех недиагональных операторов Хаббарда с гамильтонианом строится динамическая матрица. Количество собственных значений этой матрицы совпадает с количеством недиагональных операторов Хаббарда, причем каждое собственное значение матрицы соответствует определенному оператору Хаббарда. Выражения для тех собственных значений, которые соответствуют операторам уничтожения X^{10} и X^{1-1} , в k -пространстве совпадают с выражениями для ветвей спектра спиновых возбуждений.

Использование предложенного метода позволяет определить две ветви спектра:

$$\omega_1(k) = h + \langle S^Z \rangle (2J_0 - \xi J_k - \eta K_k) - \left\{ (\langle S^Z \rangle)^2 (\xi J_k - \eta K_k)^2 + \left[D - 6 \langle O_2^0 \rangle (K_0 - \xi J_k) \right] \left[D - 6 \langle O_2^0 \rangle (K_0 - \eta K_k) \right] \right\}^{1/2},$$

$$\omega_2(k) = 2h + 4 \langle S^Z \rangle (J_0 - \zeta K_k).$$

Поскольку J_k и K_k четные функции волнового вектора k , в длинноволновом пределе обе ветви имеют квадратичный закон дисперсии.

В [8] доказано, что в тех случаях, когда в системе реализуется одноподрешеточное упорядочение для всех $k \neq 0$ выполняется неравенство $\omega(k) > \omega(0)$.

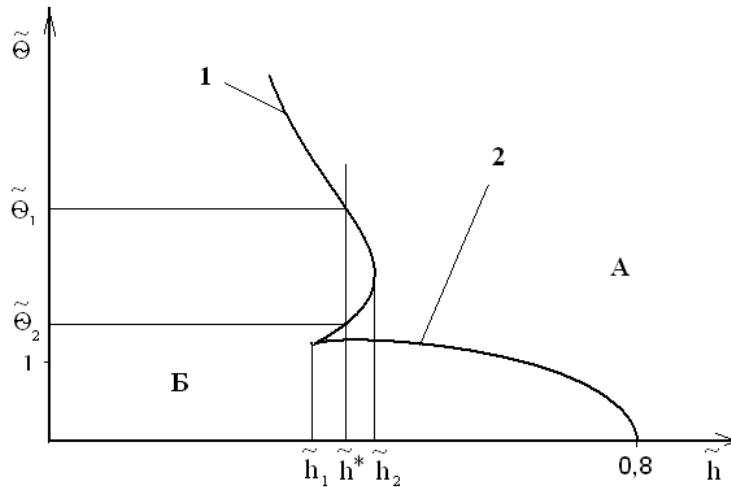


Рис. Диаграмма устойчивости спектра спиновых возбуждений в ФМФ магнетика с анизотропным БОВ. Диаграмма построена при $J_0 = 0,8$; $D = 0,4$; $K_0 = 1$; $\zeta = 1,2$; $\eta = 0,8$; $\xi = 1,25$.

Поэтому условие устойчивости ветвей спектра:

$$\omega_1(0) > 0, \omega_2(0) > 0,$$

и, соответственно, граница устойчивости определяется системой двух уравнений:

$$h + \langle S^Z \rangle (2J_0 - \xi J_0 - \eta K_0) = \left\{ \left(\langle S^Z \rangle \right)^2 (\xi J_0 - \eta K_0)^2 + \right. \\ \left. + [D - 6 \langle O_2^0 \rangle (K_0 - \xi J_0)] [D - 6 \langle O_2^0 \rangle K_0 (1 - \eta)] \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

$$h + 2 \langle S^Z \rangle (J_0 - \zeta K_0) = 0. \quad (2)$$

На рисунке приведена диаграмма устойчивости спектра спиновых возбуждений в безразмерных координатах $\tilde{\theta} - \tilde{h}$, где $\tilde{\theta} = \theta/K_0$, $\tilde{h} = h/K_0$.

Зона **A** является зоной устойчивости спектра, а в зоне **B** устойчивость нарушается. Линии **1** и **2** образуют границу устойчивости спектра. В интервале значений внешнего магнитного поля $\tilde{h}_1 < \tilde{h} < \tilde{h}_2$, например, при $\tilde{h} = \tilde{h}^*$ с понижением температуры сначала в точке $\tilde{\theta}_1$ происходит нарушение устойчивости спектра, а при дальнейшем понижении температуры в точке $\tilde{\theta}_2$ устойчивость восстанавливается.

Таким образом, из построенной диаграммы видно, что ФМФ в мелких частицах одноосного магнетика с анизотропным БОВ может проявлять реэнтрантное поведение.

Литература:

1. Петров Ю.И. Физика малых частиц. – М.: Наука, 1982. – 360с.
2. Frenkel J., Dorfman J. Spontaneous and induced magnetization in ferromagnetic bodies // Nature. – 1930. – V.126. – P. 274 – 275.
3. Levi P.M., Morin P., Schmitt D. Large quadrupolar interactions in rare-earth compounds // Physical review letters. – 1979. – V. 42, № 21. – P. 1417 – 1420.
4. Нагаев Э.Л. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. – М.: Наука, 1988. – 232с.
5. Вальков В.В., Федосеев Б.В. Фазовые переходы в анизотропных негеизенберговских магнетиках с тензорным параметром порядка. // Физика твердого тела. – 1990. – Т. 32, №12. – С. 3522 – 3530.
6. Onufrieva F.P., Shapovalov I.P. Peculiarities of spontaneous breaking of continuous symmetry in magnets with tensor interactions // Journal of the Moscow Physical Society. – 1991. – V. 1. – P. 63 – 83.
7. Шаповалов І.П. Квадрупольна фаза магнетика з анізотропною біквадратною обмінною взаємодією // Український фізический журнал – 2008. – Т. 53, №7. – С. 651 – 659.
8. Блинц Р., Жекш Б. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. – М.: Мир, 1975. – 400с.

Шаповалов І.П.

Дрібнодисперсні одновісні магнетики з анізотропною біквдратною обмінною взаємодією

АНОТАЦІЯ

Досліджено ферромагнітне упорядкування в дрібних частинках одновісного магнетика з анізотропною біквдратною обмінною взаємодією при значенні вузельного спіну, яке дорівнює одиниці. Одержано вирази для двох гілок спектра спінових збуджень у ферромагнітній фазі. Доведено, що при певних умовах в системі зі зниженням температури спочатку відбувається порушення стійкості спектра, а далі, з подальшим зниженням температури, стійкість відновлюється.

Shapovalov I.P.

Highly dispersed single-axis magnetics with anisotropic biquadrate exchange

SUMMARY

The ferromagnetic ordering in the fine particles of a uniaxial magnetic with biquadratic exchange has been studied for the case of the unity spin. The expressions for the two branches of spin excitations in the ferromagnetic phase are obtained. It is proved that under certain conditions, the loss of stability of the spectrum occurs as the temperature is decreased. However, with the temperature further decreased, the stability is recovered.