05

Фазовые состояния 2D негейзенберговского ферромагнетика

© Ю.А. Фридман, Д.А. Матюнин

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского,
Симферополь, Украина
E-mail: frid@tnu.crimea.ua

Поступило в Редакцию 8 февраля 2007 г.

Изучено влияние биквадратичного обменного взаимодействия и внешнего магнитного поля на фазовые состояния 2D магнетиков с учетом магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий.

PACS: 75.10.-b, 75.30.Gw, 72.55.+s

1. Хорошо известно, что в 2D изотропных гейзенберговских магнетиках дальний магнитный порядок отсутствует. Учет малых (по сравнению с обменным взаимодействием) релятивистских взаимодействий приводит к формированию дальнего магнитного порядка [1]. Так, учет магнитоупругого (МУ) взаимодействия приводит к гибридизации упругих и магнитных возбуждений и возникновению связанной МУ волны. При этом в спектре квазимагнонов появляется МУ щель, которая приводит к сходимости интеграла флуктуаций на нижнем пределе, т. е. к стабилизации дальнего магнитного порядка [1–3]. К этому же эффекту приводит и влияние магнитодипольного (МД) взаимодействия [4], учет которого изменяет характер зависимости спектра магнонов от волнового вектора с квадратичного на корневой, что также приводит к сходимости интеграла флуктуаций. Кроме того, МД взаимодействие играет существенную роль в формировании пространственно-неоднородного состояния в магнитоупорядоченных системах [12]. Однако в ходе экспериментальных исследований в ряде кристаллических твердых тел, таких как $TmAu_2$, GdMg, EuS, UPd_3, UCu_2Sn и других, были обнаружены магнитные структуры, принципиально невозможные в модели Гейзенберга [5]. Для адекватного описания подобных систем, было предложено учитывать в обменном гамильтониане этих магнетиков обменное взаимодействие второго порядка по спиновым операторам —

биквадратичное обменное взаимодействие [5]. Учет этого взаимодействия приводит к реализации квантового квадрупольного порядка, характеризуемого тем, что в основном состоянии все средние проекции спинов равны нулю, а кооперативное упорядочение происходит не по магнитному моменту, а по квадрупольному [6]. В литературе такие магнетики получили название негейзенберговские [5]. Естественно, возникает вопрос о влиянии МУ и МД взаимодействий, а также внешнего магнитного поля на фазовые состояния негейзенберговского магнетика в 2D негейзенберговских магнетиках. Целью данной работы является такое исследование.

2. Гамильтониан 2D негейзенберговского ферромагнетика можно записать в виде

$$\mathscr{H} = -\frac{1}{2}\sum_{n,n'} J(n-n')\mathbf{S}_n\mathbf{S}_{n'} - \frac{1}{2}\sum_{n,n'} K(n-n')(\mathbf{S}_n\mathbf{S}_{n'})^2 - \frac{1}{2}\sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij}(S_{n'}^i S_{n'}^j) - H\sum_n S_n^z + \lambda\sum_n u_{ij}S_n^i S_n^j + \frac{E}{2(1-\sigma^2)}\int [u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + 2\sigma u_{xx}u_{yy} + (1-\sigma)u_{xy}^2]dr, \qquad (1)$$

где $J(n-n')$, $K(n-n') > 0$ — константы гейзенберговского и биквадратичного взаимодействий соответственно; S_n^i — i-я компонента спинового оператора в узле n; u_{ij} — компоненты тензора деформаций; λ — константа МУ взаимодействия; E — модуль Юнга; σ — коэффициент Пуассона; H — внешнее магнитное поле в энергетических единицах; $V^{ij}(n)$ — компоненты тензора МД взаимодействия. Спин магнитного иона предполагаем равным единице, так как это минимальное значение, при котором возможно существование биквадратичного взаимодействия. Рассмотрение будет проводиться для случая низких температур ($T \ll T_C$, T_C — температура Кюри).

Для исследования фазовых состояний магнетика удобно использовать представление операторов Хаббарда, которые строятся в базисе волновых фукнций одноузельного гамильтониана [7,8]:

$$\mathscr{H}_0(n) = -\bar{H}S_n^z - B_2^0 O_{2n}^0 - B_2^2 O_{2n}^2 + \lambda u_{ij} S_n^i S_n^j,$$

где

$$\bar{H} = H + \left(J_0 - \frac{K_0}{2} + V_0^{zz}\right)\langle S^z\rangle O_{2n}^0 = 3(S_n^z)^2 - S(S+1),$$

$$O_{2n}^2 = \frac{1}{2}\left[(S_n^+)^2 + (S_n^-)^2\right],$$

$$B_2^0 = \frac{K_0}{6}q_2^0, \quad B_2^2 = \frac{K_0}{2}q_2^2, \quad q_2^0 \equiv \langle O_2^0\rangle, \quad q_2^2 \equiv \langle O_2^2\rangle.$$

Используя метод функции Грина [9], удается получить дисперсионное уравнение, определяющее спектры связанных МУ волн при произвольном соотношении материальных констант и произвольных температурах (вплоть до T_C, исключая флуктуационную область). Рассмотрим решение дисперсионного уравнения в случае больших полей ($H > K_0, J_0$). При таких полях система будет находиться в ферромагнитной (ФМ) фазе, определяемой параметрами порядка

$$\langle S^z\rangle = 1, \qquad q_2^0 = 1, \qquad q_2^2 = 0.$$

При этом вектор намагниченности ориентирован по полю. Учет биквадратичного обменного взаимодействия в этом случае приводит к формированию эллиптически поляризованной (в плоскости пленки) квазиупругой волны. При этом спектры квазифононов остаются линейными по волновому вектору.

Спектры квазимагнонов имеют следующий вид:

$$\varepsilon_\perp^2(k) = \left\{\alpha k^2 + H - A_0 - \frac{b_0(1+\sigma)}{2}\right\}\left\{\alpha k^2 + \Omega_0 k + H - A_0 - \frac{b_0(1+\sigma)}{2}\right\}, \tag{2}$$

$$\varepsilon(k) = 2\left(J_0 + H - K_0 - \frac{2A_0}{3}\right). \tag{3}$$

Здесь $\alpha = J_0 R_0^2$, $\gamma = K_0 \tilde{R}_0^2$, R_0 и $\tilde{R}_0$ — радиусы билинейного и биквадратичного обменного взаимодействия соответственно; $b_0 = \frac{\lambda^2}{E}$. Приведенные спектры позволяют определить поле устойчивости ФМ фазы. В случае когда $J_0 < K_0 + \frac{2A_0}{3}$, поле устойчивости ФМ состояния определяется из выражения (3)

$$H_2 = K_0 - J_0 + \frac{2A_0}{3}.$$

При $H = H_2$ система переходит в квадрупольно-ферромагнитное (КФМ) состояние, определяемое следующими значениями параметров порядка:

$$0 < \langle S^z \rangle < 1, \qquad q_2^0 = 1, \qquad 0 < q_2^2 < 1.$$

При этом уменьшается модуль вектора магнитного момента, что связано с влиянием биквадратичного взаимодействия.

Если $J_0 > K_0 + \frac{2A_0}{3}$, то поле устойчивости ФМ состояния определяется (2):

$$H_1 = A_0 + \frac{b_0(1-\sigma)}{2}. \tag{4}$$

Как следует из (4), учет МУ взаимодействия приводит к увеличению значения соответствующего поля устойчивости (H_1). Когда значение внешнего магнитного поля станет равным H_1, система переходит в угловую фазу, т.е. вектор намагниченности образует некоторый угол φ с осью OZ. Используя представления Голстейна–Примакова для спиновых операторов [10], гамильтониан (1) можно представить в виде суммы двух слагаемых, первое из которых линейно по операторам рождения и уничтожения магнонов, второе квадратично. Из условия обращения в ноль первого слагаемого найдем зависимость угла φ от материальных параметров системы и внешнего поля:

$$\cos\varphi = \frac{H}{K_0 + A_0 + 2b_0}. \tag{5}$$

Спектры квазифононов и квазимагнонов имеют вид соответственно

$$\begin{aligned}\omega_{ph}(k) = \tilde{\omega}(k)\Bigg\{&\xi k^2 - K_0 - A_0 + H\cos\varphi + \sin^4\varphi\left(\frac{K_0}{2} + 4b_0\right)\\ &+ \sin^2\varphi\left[\frac{K_0}{2} - \Omega_0 k + 2(A_0 - b_0(2+\sigma))\right]\Bigg\}^{1/2}\\ &\times\Bigg\{\sin^4\varphi\left(\frac{K_0}{2} + 4b_0\right) + \xi k^2 - K_0 - A_0 + H\cos\varphi\\ &+ \sin^2\varphi\left[\frac{K_0}{2} - \Omega_0 k + 2(A_0 - b_0)\right]\Bigg\}^{1/2},\end{aligned} \tag{6}$$

$$\varepsilon^2(k) = \left\{\xi k^2 - K_0 - A_0 + H\cos\varphi + \sin^4\varphi\left(\frac{K_0}{2} + 4b_0\right)\right.$$
$$\left. + \sin^2\varphi\left[\frac{K_0}{2} - \Omega_0 k + 2(A_0 - b_0)\right]\right\}\left\{\sin^4\varphi\left(\frac{K_0}{2} - b_0\right)\right.$$
$$\left. + \xi k^2 - K_0 - A_0 + \Omega_0 k - \sin^2\varphi\left[\frac{K_0}{2} - 2A_0 - 2b_0\right]\right\},$$

где $\xi = \alpha + \frac{3}{2}\gamma$. Спектр квазифононов (6) имеет минимум при $k^* = \frac{\Omega_0 \sin^2\varphi}{2\xi}$, а следовательно, при

$$H_3 \approx (K_0 + A_0 + 2b_0)\left(1 - \frac{3\Omega_0^2}{4\xi K_0} - \frac{A_0}{2K_0} - \frac{6b_0(2+\sigma)}{K_0}\right) \tag{7}$$

возможна реализация доменной фазы, период которой равен

$$\frac{1}{k^*} = \frac{2\xi}{\Omega_0 \sin^2\varphi}.$$

При дальнейшем уменьшении внешнего магнитного поля ($H \to 0$) система перейдет в ФМ состояние (вектор магнитного момента „лежит“ в плоскости пленки), характеризуемое параметрами порядка:

$$\langle S^z\rangle = 1, \qquad q_2^0 = 1, \qquad q_2^2 = 0.$$

Спектры квазимагнонов в этом случае равны

$$\varepsilon_{\parallel}(k) = 2\left(J_0 - K_0 + \frac{A_0}{3}\right),$$

$$\varepsilon_{\perp}^2(k) = \left(A_0 + \frac{b_0(5+2\sigma)}{8} - \Omega_0 k + \alpha k^2\right)\left(\frac{b_0(7-2\sigma)}{8} + \Omega_0 k + \alpha k^2\right),$$

а спектры квазифононов имеют вид

$$\omega_1^2(k) = \omega_l^2(k)\frac{2(J_0 - K_0 + \frac{A_0}{3} - \frac{b_0}{4}) + \gamma k^2}{2(J_0 - K_0 + \frac{A_0}{3}) + \gamma k^2},$$

$$\omega_2^2(k) = \omega_t^2(k)\frac{\frac{3b_0(1-2\sigma)}{8} + \Omega_0 k + \alpha k^2}{\frac{b_0(7-2\sigma)}{8} + \Omega_0 k + \alpha k^2}. \tag{8}$$

Из (8) следует, что в точке фазового перехода

$$J_0^{FM} = K_0 - \tfrac{A_0}{3} + \tfrac{b_0}{4}, \tag{9}$$

мягкой модой является продольно поляризованная звуковая мода $\omega_1^2(k) = \omega_l^2(k)\frac{\alpha k^2}{4b_0}$. Таким образом, в точке, определяемой формулой (9), система переходит в квадрупольное (КУ) состояние, определяемое следующими значениями параметров порядка:

$$\langle S^z \rangle = 0, \quad q_2^0 = q_2^2 = 1. \tag{10}$$

Спектры квазимагнонов в КУ фазе имеют вид

$$\varepsilon_{\parallel}(k) = \sqrt{b_0(1-\sigma)[2\big(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3}\big) + b_0(1-\sigma)]},$$

$$\varepsilon_{\perp}(k) = \sqrt{(b_0(1-\sigma))[2\big(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3}\big) + b_0(1-\sigma) + 2\Omega_0 k - \gamma k^2]}. \tag{11}$$

Спектры же квазифононов в КУ фазе остаются линейными по волновому вектору.

Как следует из (11), в квадрупольной фазе имеется минимум при $k^* = \frac{\Omega_0}{\gamma}$. В этом случае величина „поля“ будет зависеть от величины критического значения волнового вектора:

$$J_0^{OU} = K_0 - \frac{A_0}{3} + \frac{b_0(1-\sigma)}{2} + \frac{\Omega_0^2}{\gamma}. \tag{12}$$

Это „поле“ соответствует точке устойчивости при фазовом переходе из КУ фазы в пространственно-неоднородное состояние. При этом в отличие от [7] неоднородность связана не с пространственным распределением намагниченности ($\langle S^z \rangle = 0$), а с изменением квадрупольных параметров порядка, которые, в свою очередь, связаны с ориентацией главных осей тензора квадрупольных моментов. Период этого пространственно-неоднородного распределения зависит от константы биквадратичного взаимодействия. Оценки для периода пространственной неоднородности для характерных значений материальных констант ($\Omega_0 \approx 14\,\mathrm{kOe}$ [11]) равны $\frac{1}{k^*} \approx 3 \cdot 10^{-7}$ cm.

Как следует из выражений (9) и (12), область существования пространственно-неоднородного состояния равна

$$\Delta J = J_0^{OU} - J_0^{FM} = \frac{b_0(1-2\sigma)}{4} + \frac{\Omega_0^2}{\gamma}.$$

Таким образом, в отсутствие внешнего магнитного поля наблюдается фазовый переход по материальным константам между ферромагнитной и квадрупольной фазами. Причем этот переход является переходом первого рода с гистерезисом и протекает через квадрупольную пространственно-неоднородную фазу.

3. В результате проведенных исследований было показано, что в зависимости от величины внешнего магнитного поля система может находиться в различных как однородных, так и неоднородных состояниях. В частности, когда $H \neq 0$, в случае $J_0 < K_0 + \frac{2A_0}{3}$ учет биквадратичного взаимодействия приводит к реализации смешанной КФМ фазы. С другой стороны, в случае $J_0 > K_0 + \frac{2A_0}{3}$ система может перейти в состояние с неоднородным распределением намагниченности. В случае отсутствия внешнего магнитного поля $(H = 0)$ может реализовываться пространственно-неоднородное состояние, при котором неоднородным будет распределение тензора квадрупольных моментов.

Авторы выражают благодарность Министерству образования и науки Украины за финансовую поддержку (грант 250/06).

Список литературы

[1] *Mermin N., Wagner H.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. P. 1133; *Fridman Yu.A., Spirin D.V., Alexeyev C.N., Matiunin D.A.* // Eur. Phys. J. B. 2002. V. 26. P. 185; *Иванов Б.А., Тартаковская Е.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. V. 63. P. 792.

[2] *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 228.

[3] *Mitsay Yu.N., Fridman Yu.A., Spirin D.V., Alexeyev C.N., Kochański M.S.* // Physica B. 2000. V. 292. P. 83.

[4] *Малеев С.В.* // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 2344.

[5] *Нагаев Э.Л.* Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. М.: Наука, 1988. 231 с.

[6] *Фридман Ю.А., Спирин Д.В.* // ФНТ. 2000. Т. 26. С. 374.
[7] *Мицай Ю.Н., Фридман Ю.А.* // ТМФ. 1989. Т. 81. С. 263.
[8] *Зайцев Р.О.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 207.
[9] *Барьяхтар В.Г., Криворучко В.Н., Яблонский Д.А.* Функции Грина в теории магнетизма. К.: Наук. думка, 1984. 336 с.
[10] *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 367 с.
[11] *Туров Е.А., Луговой А.А., Бучельников В.Д., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г., Ян О.В.* // ФММ. 1988. Т. 66. С. 12.
[12] *Ericson R.P., Mills D.L.* // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. P. 861.