СПЕКТРЫ СВЯЗАННЫХ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН И СТАБИЛИЗАЦИЯ ДАЛЬНЕГО МАГНИТНОГО ПОРЯДКА В XY-МОДЕЛИ С УЧЕТОМ МАГНИТОУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Мицай Ю. Н., профессор, д. ф.-м. н., Фридман Ю. А., доцент, к. ф.-м. н., Спирин Д. В., аспирант

1.В последнее время достигнут существенный технологический прогресс в создании магнитных пленок, толщина которых не превышает нескольких атомных слоев[1,2]. В связи с этим вновь активизировались теоретические исследования моделей низкоразмерных магнетиков. Одной из наиболее популярных моделей таких магнетиков является так называемая XY-модель, описываемая гамильтонианом:

$$H=-\frac{1}{2}\sum_{n,n'}J(n-n')\cdot\left[S_n^x S_{n'}^x+S_n^y S_{n'}^y\right]$$

где $J(n-n')>0$ – гейзенберговский обмен в плоскости XY. С помощью этой модели, очевидно, можно описать трехкомпонентные системы со слабым межплоскостным взаимодействием. К таким системам прежде всего относятся $K_2CuF_4, (CH_3NH_3)_2CuCl_4, BaCo_2(AsO_4)_2$ и целый ряд других [3]. В изотропной XY-модели дальний магнитный порядок (ДМП) отсутствует, что связано с реализацией в системе вихревой структуры, разрушающей ДМП [4,5]. Ранее было показано, что ДМП в двумерных трехкомпонентных системах может стабилизироваться магнитоупругим взаимодействием (МУ) [6,7]. Однако трехкомпонентные системы во многом отличаются от двухкомпонентных, в частности, поведением корреляционной длины [8]. В связи с этим представляет интерес исследование спектров элементарных возбуждений в XY-модели с учетом МУ взаимодействия, имея в виду прежде всего стабилизацию ДМП. Для вычисления спектров квазичастиц мы используем технику операторов Хаббарда [9], позволяющую построить микроскопическую теорию, и провести точный учет МУ взаимодействия.

2. Гамильтониан модели представим в виде:

$$H=-\frac{1}{2}\sum_{n,n'}J(n-n')\cdot\left(S_n^x S_{n'}^x+S_n^z S_{n'}^z\right)+\lambda u_{xx}\sum_n\left(S_n^x\right)^2+\lambda u_{zz}\sum_n\left(S_n^z\right)^2+$$

$$+\lambda u_{xz}\sum_n\left(S_n^x S_n^z+S_n^z S_n^x\right)+\frac{E}{2(1-\sigma^2)}\cdot\int dv\left(u_{xx}^2+u_{zz}^2+2\sigma u_{xx}u_{zz}+2(1-\sigma)u_{xz}^2\right) \qquad (1)$$

где S_n^i – спиновый оператор в узле n, λ – константа МУ связи, u_{ij} – симметричная часть компонент тензора деформаций, E – модуль Юнга, σ – коэффициент Пуассона. В (1) первое слагаемое описывает магнитную подсистему, последнее – упругую подсистему, оставшиеся три – МУ связь. Для простоты вычислений предполагаем, что спин магнитного иона $S=1$. В отличие от двумерного гейзенберговского ферромагнетика обменная часть (1) содержит только две компоненты оператора спина: S_n^x и S_n^z. Энергетические уровни магнитного иона, спонтанные деформации, связь спиновых операторов с операторами Хаббарда аналогичны случаю, рассмотренному в [7]:

$$E_1 = \frac{\lambda}{2}(u_{xx}^{(0)} + 2u_{zz}^{(0)}) - \chi, E_0 = \lambda u_{xx}^{(0)}, E_{-1} = \frac{\lambda}{2}(u_{xx}^{(0)} + 2u_{zz}^{(0)}) + \chi \ ,$$

$$\chi^2 = J_z^2 + \left(\frac{\lambda}{2}u_{xx}^{(0)}\right)^2, \ J_z = J_0\langle S^z\rangle \ , \ u_{xx}^{(0)} = -\frac{\lambda}{E}\cdot\frac{1-2\sigma}{2} \ , \ u_{zz}^{(0)} = -\frac{\lambda}{E}\cdot\frac{2-\sigma}{2} \ ,$$

$$u_{xz}^{(0)} = 0$$

$$\cos\delta = \lambda u_{xx}^{(0)} \Big/ 2\cdot\sqrt{(\chi - J_z)^2 + \left(\lambda u_{xx}^{(0)}/2\right)^2} \qquad (2)$$

$$S_n^+ = \sqrt{2}\cos\delta\cdot(X_n^{10} + X_n^{0-1}) + \sqrt{2}\sin\delta\cdot(X_n^{01} - X_n^{-10}), \ S_n^- = (S_n^+)^+$$

$$S_n^z = \cos 2\delta\cdot(H_n^1 - H_n^{-1}) - \sin 2\delta\cdot(X_n^{1-1} + X_n^{-11})$$

Спектры элементарных возбуждений системы определяются полюсами функции Грина, которую мы определим следующим образом:

$$G^{\alpha\alpha'}(n,\tau;n',\tau') = -\left\langle \hat{T}X_n^{\alpha}(\tau)X_{n'}^{\alpha'}(\tau')\right\rangle,$$

где $X_n^{\alpha}(\tau) = e^{H\tau}X_n^{\alpha}e^{-H\tau}$, $H = H_{int} + H_{tr}$, $\hat{T}$ – оператор Вика, и усреднение проводится с гамильтонианом H, H_{int} – гамильтониан взаимодействия, а гамильтониан H_{tr} можно получить, применяя к u_{xz} метод гармонического квантования, описанный, например, в [11].

Двухкомпонентность системы (1) проявляется в записи выражения гамильтониана взаимодействия и, поскольку мы работаем в приближении среднего поля, то для дальнейших вычислений нам понадобится только его "поперечная" часть $H_{int}^{\perp}$, которая имеет вид:

$$H_{int}^{\perp} = -\frac{1}{2}\sum_{\substack{n,n'\\ \alpha,\beta}} J_{\alpha\beta}^{\perp}(n-n')X_n^{\alpha}X_{n'}^{\beta} \qquad (3)$$

Здесь величина $J_{\alpha\beta}^{\perp}(n-n')$ выражается через вектора a_i^{α} и b_i^{α} следующим образом:

$$J_{\alpha\beta}^{\perp}(n-n') = a_1^{-\alpha}b_1^{\beta} + a_2^{-\alpha}b_2^{\beta} \qquad (4)$$

где $a_1^{-\alpha} = 4\cdot\begin{pmatrix}\gamma_{\parallel}(\alpha)\\ 0\end{pmatrix}$, $a_2^{-\alpha} = \begin{pmatrix}\gamma_{\perp}(\alpha)+\gamma_{\perp}^{*}(-\alpha)\\ 0\end{pmatrix}$, $b_1^{\beta} = \begin{pmatrix}\gamma_{\parallel}(\beta)\\ 0\end{pmatrix}$, $b_2^{\beta} = \begin{pmatrix}\gamma_{\perp}(\beta)+\gamma_{\perp}^{*}(-\beta)\\ 0\end{pmatrix}$ (5)

причем в нашем случае

$$\gamma_{\parallel}(1-1) = \gamma_{\parallel}(-11) = -\sin 2\delta, \gamma_{\perp}(10) = \gamma_{\perp}(0-1) = \sqrt{2}\cos\delta, \gamma_{\perp}(01) = -\gamma_{\perp}(-10) = \sqrt{2}\sin\delta.$$

Решая дисперсионное уравнение (см. [9]), получаем спектры квазичастиц. Спектры квазимагнонов имеют вид:

$$\omega_1 = 2\chi, \quad \omega_2^2 = \left(J_0\left\langle S^z\right\rangle + b_0\right)\left(b_0 + \alpha k^2\right) \qquad (6)$$

где J_0 – нулевая фурье-компонента обменного интеграла, $b_0 = \dfrac{3\lambda^2}{4E}$ – параметр МУ связи $\langle S^z \rangle \approx cos\, 2\delta \approx 1$, $\alpha = J_0 R_0^2$, R_0–радиус взаимодействия. Первая ветвь является высоколежащей, $\omega_1/\omega_2 \approx 2\sqrt{J_0/b_0}$, и в дальнейшем, при расчете величины флуктуации магнитного момента, учитываться не будет. Отметим, что в случае, рассмотренном в [7] $\omega_1/\omega_2 \approx 2J_0/b_0$. В низколежащей ветви квазимагнонов, как и в случае 2D гейзенберговского ферромагнетика, имеется магнитоупругая щель:

$$\Delta^2_{му} = \frac{3\lambda^2}{4E}\cdot\left(J_0 + \frac{3\lambda^2}{4E}\right)$$

которая, однако, в $\sqrt{J_0/b_0}$ раз больше по сравнению с МУ щелью в трехкомпонентной системе.

Легко также получить спектр квазифононов ($\vec{k}\parallel OZ$, t-поляризация):

$$\omega^2(k) = \omega_t^2(k)\left(\frac{E_{10}^2 + a_0 E_{10} + a_0 J_k / E_{10}}{E_{10}^2}\right)$$

(7)

где введены обозначения:

$$|E_{10}| \approx b_0 + J_0, \quad \gamma_q \equiv 1 + \frac{2J_k}{E_{10}}, \quad a_0 = \frac{\lambda^2(1+\sigma)}{2E},$$

Учет МУ взаимодействия сводится в нашем случае к слабой перенормировке скорости звука.

Чтобы показать, что в системе существует ДМП, рассмотрим тепловые флуктуации магнитного момента, например, $\left\langle \left(S^x\right)^2 \right\rangle$. Для этого представим оператор S^x через бозевские операторы с помощью метода бозонизации операторов Хаббарда [10].

Используя связь спиновых операторов с операторами Хаббарда (2), получаем

$$\left\langle \left(S_n^x\right)^2 \right\rangle = \frac{1 - sin\,2\delta}{2}\cdot\left\langle a_n^+ a_n \right\rangle + \frac{1 + sin\,2\delta}{2} \tag{8}$$

В (8) a_n^+, a_n — бозевские операторы рождения и уничтожения квазичастиц. Выражение для средних, входящее в (8) можно представить в следующем виде:

$$\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\left\langle a_n^+ a_n \right\rangle = \frac{1}{(2\pi)^2}\int_0^\infty \frac{\left(u_k^2 + v_k^2\right)\cdot kdk}{e^{\omega_2(k)/T} - 1}$$

где u_k^2 и v_k^2 — коэффициенты u-v преобразования Боголюбова, $u_k^2 + v_k^2 \propto 1/\omega_2(k)$.

Этот интеграл сходится на нижнем пределе, что свидетельствует о стабилизации ДМП в èññëåäóåìîé ñèñòåìå. Из условия $1/N\sum_{n=1}^{N}\left\langle\left(S_n^x\right)^2\right\rangle=1$ можно определить температуру фазового перехода (температуру Кюри) [5], которая оказывается равной:

$$T_c \approx 4\pi\alpha\left(ln\frac{4\pi\alpha}{\sqrt{b_0\cdot\left(J_0+b_0\right)}}\right)^{-1}. \tag{9}$$

3. Итак, как и в случае 2D гейзенберговского ферромагнетика, ДМП в XY-модели стабилизируется МУ взаимодействием. Однако, двухкомпонентность системы существенно влияет как на спектры квазимагнонов, так и на величину флуктуаций магнитного момента, что сказывается, в частности, на увеличении температуры Кюри по сравнению с трехкомпонентной двумерной системой. Энергия активации низколежащей ветви квазимагнонов возрастает в $\sqrt{J_0/b_0}$ раз, в то время, как спектр высоколежащей квазимагнонной ветви остается неизменным.

Необходимо отметить, что в ряде работ, в частности [12], было показано, что учет магнитного дипольного взаимодействия модифицирует закон дисперсии магнонов с линейного на корневой $\left(\omega(k)\propto\sqrt{k}\right)$, что в свою очередь приводит к стабилизации ДМП. Предлагаемый в данной работе как и в [6,7], механизм стабилизации ДМП иной: он не связан с модификацией спектров, а определяется появлением МУ щели.

Литература

1.J. J. Krebs, B. T. Jonker, and G. A. Prinz, J. Appl. Phys. **63** (8), 3467, (1988).

2. D. P. Pappas, K. -P. Kamper, and H. Hopster, Phys. Rev. Lett., **64** (26), 3179, (1990)

3. Иванов Б.А., Колежук А.К. ФНТ, **21**, 355, 1995.

4. Березинский В.Л. ЖЭТФ, **61**, 1144, 1971.

5. Kosterlitz J.M.,Thouless D.J. J.Phis. **6**, 1181, 1973.

6. Иванов Б.А., Тартаковская Е.В. Письма в ЖЭТФ, **63** , 792, 1996.

7. Мицай Ю.Н., Фридман Ю.А., Спирин Д.В., Алексеев К.Н. Ученые записки СГУ, **7** (**46**), 139,1998.

8. Изюмов Ю.А., Скрябин Ю.Н. Статистическая механика магнитоупорядоченных систем. М: Наука, 1987.– 264 с.

9. Мицай Ю.Н., Фридман Ю.А. ТМФ, 89, 207, 1989.

10. Вальков В.В., Валькова Т.А. Препринт ? 667Ф, Красноярск, 1990.– 40 с

11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть 1, М.: Мир, 1976.—576 с.

12. С. В. Малеев, ЖЭТФ. 70, 2374 (1976).