Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 10, стр. 416 – 419 *25 ноября 1989 г.*

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ГЕЙЗЕНБЕРГОВСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ

Д.И.Голосов, А.В.Чубуков

Показано, что в $2D$-изотропных гексагональных гейзенберговских АФМ переориентация в магнитном поле осуществляется через промежуточную фазу с ненарушенной непрерывной симметрией и постоянной намагниченностью, равной 1/3 от номинальной. Неколлинеарная фаза в больших полях характеризуется параллельностью спинов двух подрешеток и ненулевой поперечной намагниченностью.

1. Интерес к изучению свойств двумерных антиферромагнетиков на треугольной решетке (АФМТ) был в значительной степени инициирован работами [1,2], в которых обсуждалась возможность реализации немагнитного основного состояния для АФМТ с $S = 1/2$ за счет *численно* больших нулевых колебаний. Цель настоящей работы – показать, что двумерность приводит и к ряду принципиальных эффектов, не связанных с малостью S: вне зависимости от величины спина переориентация во внешнем магнитном поле при $T = 0$ осуществляется через промежуточную коллинеарную фазу с фиксированной намагниченностью, равной 1/3 от номинальной. Возможность нетривиального поведения связана с существованием дополнительного "случайного" вырождения на классическом уровне рассмотрения в $2D$-случае [3]: состояние триады классических спинов как в нулевом, так и в конечном магнитном поле, описывается тремя уравнениями на углы. Как следствие, спектр возбуждений, построенный над "естественным" основным состоянием (все спины составляют равные углы с направлением поля, а их проекции на перпендикулярную полю плоскость образуют 120^0 звезду), наряду с обычными линейной по $|k|$ ветвью и ветвью с $\omega(k = 0) \equiv \nu H$ содержит дополнительную бесщелевую ветвь возбуждений с $\omega \sim k^2$. В результате иные, достаточно экзотические состояния, имеют в классике ту же энергию, что и естественное, и выбор основного состояния диктуется квантовыми флуктуациями [1)].

2. Среди состояний с минимальной классической энергией выделим конфигурацию, в которой спины в процессе переориентации остаются в одной плоскости, проходящей через выделенную полем ось, и процесс переориентации осуществляется так, как показано на рис. 1. Согласно классическому рассмотрению, в такой конфигурации в поле $H_c = H_{sat}/3$ ($H_{sat} = 18J'S$, где J' – обменный интеграл для ближайших соседей) происходит фазовый переход (две подрешетки схлопываются), с которым связано дополнительное смягчение спектра: обе бесщелевые моды возбуждений над коллинеарным состоянием рис. 1 ($H = H_c$) оказываются квадратичны по волновому вектору. Существование этой дополнительной мягкости в спектре, построенном над классическим основным состоянием, позволяет предположить, что именно описанный процесс переориентации будет отвечать минимальной энергии реальной квантовой системы. Непосредственный расчет энергии нулевых колебаний в рамках $1/S$ разложения подтверждает это предположение: переориентация в изотропном случае действительно осуществляется в соответствии с рис. 1.

Более того, расчет показывает, что в квантовой системе коллинеарная фаза существует в *конечном* диапазоне полей $H_1 < H < H_2$, причем в первом порядке по обратному спину

$$\Delta H = H_2 - H_1 = \left(\frac{H_{sat}}{3}\right)\frac{2}{S}\sum_{\mathbf{k}}\frac{(1+\epsilon_3)(\epsilon_3 - \epsilon_1\epsilon_2)}{(\epsilon_1+\epsilon_3)(\epsilon_2+\epsilon_3)}, \qquad (1)$$

[1)] Отметим, что здесь мы наблюдаем реализацию принципа "порядок через беспорядок" [4], т.к. наличие квадратичной по k моды формально ведет в двумерии к размытию дальнего порядка. Такая ситуация характерна для ряда двумерных систем с конкурирующими взаимодействиями [5,6].

ϵ_i — действительные и положительные классические частоты трех ветвей одночастичных возбуждений, значения $\epsilon_1, \epsilon_2, -\epsilon_3$ есть корни уравнения

$$\epsilon^3 - \epsilon^2 - \epsilon\,(1 - |\nu_{\mathbf{k}}|^2) + 1 + \nu_{\mathbf{k}}^3 + \nu_{-\mathbf{k}}^3 - 3|\nu_{\mathbf{k}}|^2 = 0;$$
$$\nu_{\mathbf{k}} = \frac{1}{3}\,(e^{ik_x} + e^{ik_y} + e^{-i(k_x + k_y)}). \tag{2}$$

Легко убедиться (даже не решая явным образом (2)), что величина ΔH заведомо положительна. Формулы для самих критических полей H_1 и H_2 достаточно громоздки и здесь не приводятся. Отсутствие спонтанного нарушения непрерывной симметрии в коллинеарной фазе (пространство параметра порядка $V = Z_3$) приводит к тому, что все резонансные частоты имеют конечную щель. Согласно расчету, при $H_1 < H < H_2$

$$\omega_1 \equiv \gamma H, \quad \omega_3 \approx \gamma(H_2 - H), \quad \omega_2 \approx \gamma(H - H_1). \tag{3}$$

Отметим, что $\omega_{2,3} \sim 1/S$. Основное состояние невырождено и, следовательно, намагниченность в интервале ΔH постоянна, причем нулевые колебания (по крайней мере в первом порядке по $1/S$) *не меняют* классического значения $M = M_{sat}/3$.

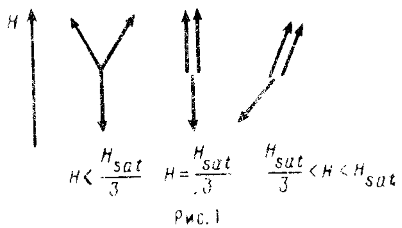

Рис. 1. Способ переориентации в магнитном поле, отвечающий основному состоянию квантовой системы. Нулевые колебания стабилизируют коллинеарную фазу в конечном диапазоне полей $H_1 < H < H_2$ вблизи $H_{sat}/3$

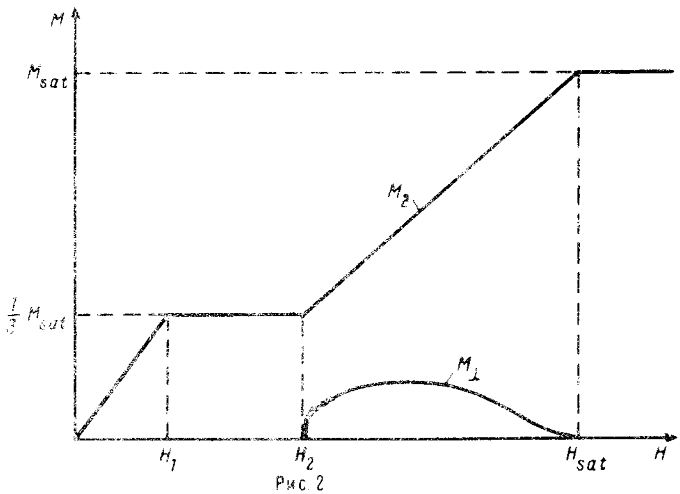

Рис. 2

Конечность ширины области коллинеарной фазы связана с различным типом переходов при $H = H_1$ и $H = H_2$: помимо общего в обоих случаях нарушения непрерывной симметрии, переход при $H = H_2$ характеризуется зарождением *поперечной* намагниченности $M_\perp$, причем

$$M_\perp \sim \frac{1}{S}\,(H - H_2)^{1/2}, \quad H \gtrsim H_2 \tag{4}$$

Зависимость $\mathbf{M}(H)$ представлена на рис. 2.

3. С макроскопической точки зрения специфика двумерности связана с обращением в ноль величины $\eta = \dfrac{\chi_\parallel - \chi_\perp}{\chi_\perp}$, определяющей, согласно [7], значение одной из резонансных частот в $3D$-системе: $\omega_3 = \eta H$. Соответственно квантовая щель, выделяющая в $2D$-случае плоскую конфигурацию рис. 1, в малых полях будет пропорциональна кубу магнитного поля. Как следствие, в квазидвумерной АФМТ системе (стопке гексагональных плоскостей) переориентация будет начинаться обычным образом (см. [8]), а фазовый переход в плоскую конфигурацию произойдет при $H \sim H_{sat}(S\eta)^{1/2}$.

4. Аналогичный эффект присутствует и в классической системе ($S = \infty$) при наличии легкоосной анизотропии, поскольку в $2D$-случае поле спин-флоп перехода формально обращается в бесконечность [9].

Переориентация осуществляется в соответствии с рис. 1, причем коллинеарная фаза опять же реализуется в конечном диапазоне полей

$$H_1 < H < H_2, \quad H_1 \equiv 6J'S\left(1 - \frac{\tilde{D}}{3J'}\right),\ H_2 \approx 6J'S\left(1 + \frac{\tilde{D}}{J'}\right),$$
$$H_{sat} = 18J'S\left(1 - \frac{\tilde{D}}{9J'}\right) \qquad (5)$$

(обозначения те же, что и в [9]). Кроме того,

$$M_\perp = \mu S\left(\frac{\tilde{D}}{24J'}\right)\begin{cases} \dfrac{32}{3}\left(\dfrac{H}{H_2} - 1\right)^{1/2}, & H \gtrsim H_2 \\ \dfrac{8}{9\sqrt{3}}\left(1 - \dfrac{H}{H_{sat}}\right)^{3/2}, & H \lesssim H_{sat}. \end{cases} \qquad (5')$$

Единственное отличие от изотропного случая в том, что при наличии анизотропии две из трех резонансных частот отличны от нуля уже при $H = 0$.

5. Случайное вырождение на классическом уровне рассмотрения существует и в легкоплоскостных системах, но в поле, направленном в легкой плоскости. Простейшим примером здесь служит XY-модель [10-12]. В работах [11,12] показано, что учет тепловых флуктуаций в пределе $T \Rightarrow +0$ привносит недостающее условие на углы и переориентация опять же осуществляется так, как показано на рис. 1 (плоскость XY совпадает с плоскостью рисунка). Мы провели расчеты при $T = 0$ для квантовой системы и убедились, что нулевые колебания также фиксируют в качестве основного состояние, изображенное на рис. 1, причем вновь коллинеарная фаза существует в *конечном* диапазоне полей

$$\Delta H = H_2 - H_1 = \left(\frac{H_{sat}}{3}\right)\frac{1}{S}\sum_{\mathbf{k}}\frac{(\omega_{\mathbf{k}} - 1)^2(\omega_{\mathbf{k}} + 1)}{\omega_{\mathbf{k}}} > 0, \qquad (6)$$

где $\omega_{\mathbf{k}} = 1 + \nu_{\mathbf{k}} + \nu_{-\mathbf{k}}$. Внутри этого диапазона основное состояние невырождено и все возбуждения имеют конечную щель $(\omega_1 \approx \gamma H_{sat}/\sqrt{3},\ \omega_2 \approx \gamma(\frac{H_{sat}}{3}(H - H_1))^{1/2},\ \omega_3 = \gamma(\frac{H_{sat}}{9}(H_2 - H))^{1/2})$.

Правда, в отличие от изотропного случая, намагниченность в коллинеарной фазе не является величиной постоянной, т.к. при наличии поля в плоскости гамильтониан XY-модели не коммутирует с Z-компонентой полного спина.

6. Конечная область существования коллинеарной фазы в классических изотропной и XY-системах при $T \neq 0$ была зафиксирована в численных экспериментах [3,10,13]. Мы утверждаем, что в аналогичных квантовых системах эта область будет конечна и при $T = 0$ и, более того, соответствующий диапазон полей ΔH в общем случае произвольного спина вовсе не будет мал. Экспериментально плато на кривой $\mathbf{M}(H)$ на уровне $(1/3)M_{sat}$ наблюдалось при $T \Rightarrow 0$ в образцах C_6Eu при приложении поля в легкой плоскости (система с XY-симметрией), причем диапазон полей ΔH был довольно широк ($H_1 \approx 22$ кЭ, $H_2 \approx 82$ кЭ при $H_{sat} \approx 205$ кЭ) [14].

Авторам приятно поблагодарить М.И.Каганова за обсуждение результатов работы.

Литература

1. *Fazekas P., Anderson P. W.* Phil. Mag., 1974, **30**, 423.
2. *Anderson P.W.* Science, 1987, **235**, 1196.
3. *Kawamura H., Miyashita S.* J. Phys. Soc. Jap., 1985, **54**, 4530.
4. *Villain J. et al.* J. de Phys., 1980, **41**, 1263.
5. *Chandra P. et al.* Rutgers Preprint RU-89-20.
6. *Rastelli E. et al.* J. Phys. C, 1983, **16**, L331.
7. *Андреев А.Ф., Марченко В.И.* УФН, 1980, **130**, 39.
8. *Зализняк И.А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **47**, 172.
9. *Zaliznyak I.A. et al.* J. Phys. Cond. Matt., 1989, **1**, 4743.
10. *Lee D.H. et al.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 433.
11. *Kawamura H.* J. Phys. Soc. Jap., 1984, **53**, 2452.
12. *Коршунов С.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **41**, 525; *Korshunov S.E.* J. Phys. C, 1986, **19**, 5927.
13. *Miyashita S., Shiba J.* J. Phys. Soc. Jap., 1984, **53**, 1145.
14. *Suematsu H. et al.* Sol. St. Comm., 1981, **40**, 241.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 сентября 1989 г.