

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА С ФРУСТРИРОВАННЫМИ СВЯЗЯМИ

И.Я.Коренблит, Е.Ф.Шендер

Предложена модель для описания антиферромагнетика с фрустрациями, испытывающего возвратный переход в фазу спинового стекла. Вычислена магнитная восприимчивость как при сильной, так и при слабой одноионной анизотропии. Оказалось, что фрустрированные связи приводят к необычным температурным зависимостям продольной и поперечной восприимчивостей в антиферромагнитной фазе.

Введение пространственного беспорядка в магнитные кристаллы часто приводит к появлению конкурирующих обменных взаимодействий (фрустрированных связей) между спинами. Например, в ферромагнетике возникают антиферромагнитные связи, а в антиферромагнетике – ферромагнитные связи между спинами, расположенными в разных подрешетках. В то время как фрустрированные ферромагнетики довольно интенсивно исследовались и экспериментально и теоретически¹, изучение антиферромагнетиков с фрустрациями только началось. Тем не менее, уже известен ряд систем такого типа²⁻⁷; измерения магнитной восприимчивости обнаружили ряд аномалий, присущих этим веществам. В частности, поперечная восприимчивость довольно сильно растет с понижением температуры вглубь антиферромагнитной фазы⁴⁻⁶, а не остается постоянной или почти постоянной, как это имеет место в антиферромагнитных кристаллах со слабой магнитной анизотропией.

В настоящем сообщении сформулирована модель, позволяющая изучать свойства фрустрированных антиферромагнетиков и так называемый возвратный переход из антиферромагнитной фазы в спиновое стекло. Показано, что наличие фрустрированных связей приводит к аномальной температурной зависимости продольной и поперечной восприимчивостей, в частности, объяснены результаты экспериментов⁴.

Простейшая модельная система, описывающая свойства фрустрированных антиферромагнетиков, представляет из себя две подсистемы спинов с обменным взаимодействием только спинов разных подсистем S_{i1} и S_{j2} (i, j – номера узлов), так что гамильтониан системы имеет вид

$$\mathcal{H} = \sum_{i,j} J_{ij} S_{i1} S_{j2} - D \sum_p \sum_{i=1,2} (S_{ip}^z)^2 - \sum_p \sum_{i=1,2} H S_{ip}, \quad (1)$$

где $D > 0$ – константа одноионной анизотропии, H – внешнее магнитное поле. Энергии обменного взаимодействия J_{ij} будем считать, как и в "одноподрешеточной" модели Шеррингтона – Киркпатрика⁸, не зависящими от i и j и распределенными по нормальному закону с плотностью вероятности

$$P(J_{ij}) = \frac{N^{1/2}}{\sqrt{2\pi J^2}} \exp\left(-\frac{(J_{ij} - J_0/N)^2}{2J^2} N\right), \quad (2)$$

а спины S – классическими векторами с длиной $S = \sqrt{3} \cdot N$ – полное число спинов в каждой подсистеме.

Свободную энергию в нашей модели можно вычислить, следуя^{5,9}, с помощью метода реплик, причем в антиферромагнитной фазе заведомо применимо симметричное по репликам приближение. В результате, получаем следующую систему уравнений для намагниченностей подре-

шток m_p^μ ($p=1,2$ – номер подрешеток, $\mu=x, y, z$), параметров Эдвардса – Андерсона q_p^μ и параметров квадрупольности Q_p^μ :

$$m_p^\mu = \langle \langle S_p^\mu \rangle \rangle_c, \quad q_p^\mu = \langle \langle S_p^\mu \rangle^2 \rangle_c, \quad (3)$$

$$Q_p^\mu = \langle \langle (S_p^\mu)^2 \rangle \rangle_c.$$

Здесь $\langle \rangle$ означает термодинамическое усреднение, выполняемое следующим образом

$$\langle f(S_p) \rangle = L^{-1} \int \frac{d\Omega}{4\pi} f(\mathbf{S}) \exp(\sum_\mu a_k^\mu S^\mu + \beta D (S^z)^2 + \beta \sum_\mu b_k^\mu (S^\mu)^2), \quad (4)$$

$$a_k^\mu = \beta(H^\mu - J_0 m_k^\mu + J \sqrt{q_k^\mu} z^\mu),$$

$$b_k^\mu = \frac{1}{2} (\beta J)^2 (Q_k^\mu - q_k^\mu), \quad \beta = 1/T, \quad k \neq p. \quad (5)$$

Статсумма L определяется тем же интегралом, что стоит в (4), но без $f(\mathbf{S})$. Интегрирование в (4) ведется по телесному углу в пространстве вектора \mathbf{S} . Пространственное усреднение $\langle \rangle_c$ в (3) сводится к интегрированию по z^μ с гауссовской функцией распределения.

Из (3) слѣдует, что в слабоанизотропных ($D \ll J_0$) магнетиках антиферромагнитная фаза возникает, если $\tilde{J} = J/J_0 < 1$; температура Нееля при $H=0$ равна $T_N = J_0$. Вблизи точки Нееля, когда $\tau = (T_N - T)/T_N \ll 1$, параметры m_p^μ и q_p^μ малы, и уравнения (3) по ним можно разложить. Дифференцируя затем по H , получим продольную χ_{\parallel} и поперечную χ_{\perp} восприимчивости в нулевом поле

$$\chi_{\parallel, \perp} = (2J_0)^{-1} (1 + B_{\parallel, \perp} \tau) \quad (6)$$

$$B_{\parallel} = \frac{(1 - \tilde{J}^2)(-18\tilde{J}^6 - 3\tilde{J}^4 + 70\tilde{J}^2 - 25)}{(1 + \tilde{J}^2)(5 + 3\tilde{J}^2)(5 + 11\tilde{J}^2 - 6\tilde{J}^4)}, \quad (7)$$

$$B_{\perp} = \frac{\tilde{J}^2(8 - 3\tilde{J}^2)}{5 + 11\tilde{J}^2 - 6\tilde{J}^4}. \quad (8)$$

Вторая скобка в числителе в (7), а с ней и весь коэффициент B_{\parallel} , меняет знак при $\tilde{J}^2 = 0,37$. Значит, если $1 > \tilde{J}^2 > 0,37$, т.е. если число фрустрированных связей не слишком мало, то χ_{\parallel} , испытывая излом в точке Нееля, растет с понижением температуры вглубь антиферромагнитной фазы, а не падает, как в упорядоченных антиферромагнетиках. Этот рост более медленный, чем в парамагнитной фазе. Если же $\tilde{J}^2 < 0,37$, то χ_{\parallel} , как обычно, падает с ростом τ .

Из (8) видно, что фрустрации всегда приводят к росту χ_{\perp} с увеличением τ в слабоанизотропных антиферромагнетиках, в то время как в кристаллах χ_{\perp} слабо зависит от температуры в антиферромагнитной фазе.

В сильноанизотропных ($D \gg J_0$) системах антиферромагнитная фаза существует, если $\tilde{J} < 1$, а температура Нееля равна $T_N = 3J_0$. Для восприимчивостей из (3) получаем:

$$\chi_{\parallel} = \frac{1}{2J_0} \left(1 + \tau \frac{(J_0^2 - J^2)(2J^2 - 9J_0^2)}{(J_0^2 + J^2)(2J^2 + 9J_0^2)} \right), \quad (9)$$

$$\chi_{\perp} = \frac{1}{2D} \left(1 - \tau \frac{J_0}{2D} \frac{3J_0^2 - J^2}{3J_0^2 + 2J^2} \right). \quad (10)$$

Из (9) следует, что, как и в случае слабой анизотропии, фрустрации могут привести к росту χ_{\parallel} с τ ; для этого нужно, чтобы $J_0 > J > (1/\sqrt{2})J_0$. А вот температурная зависимость χ_{\perp} , несмотря на фрустрации, качественно такая же, как в сильноанизотропных упорядоченных антиферромагнетиках.

Наблюдавшееся в работе ⁴ увеличение χ_{\perp} с понижением температуры в слабоанизотропном антиферромагнетике $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{As}_3$ находится в соответствии с результатами настоящей работы. Следует ожидать, что с уменьшением x и приближением к тройной точке на фазовой диаграмме в плоскости (T, x) будет наблюдаться аналогичное поведение χ_{\parallel} .

Литература

1. Коренблит И.Я., Шендер Е.Ф. Известия Вузов, 1984, № 10, 23.
2. Bertrand D., Fert A.R., Schmidt M.C., Bensamka F., Legrand S. J. Phys. C., 1982, 15, L883.
3. Datta T., Thornberry D., Jones E.J.Jr., Ledletter H.M. Solid. State Comm., 1984, 52, 515.
4. Lecomte G.V., v. Löhneysen H., Bauhofer W., Güntherodt K. Solid State Comm., 1984, 52, 535.
5. Бажан А.Н., Петров С.В. ЖЭТФ, 1981, 80, 669.
6. Бажан А.Н., Петров С.В. ЖЭТФ, 1983, 84, 315.
7. Anzai S., Nakada M., Ohta S., Tominaga K., Fujii M. J. Magn. Magn Mat., 1983, 31 – 34, 1467.
8. Sherrington D., Kirckpatrick S. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 1792.
9. Gabay M., Toulouse G. Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 201.

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 сентября 1985 г.