Письма в ЖЭТФ, том 52, вып. 4, стр. 877 – 880 *25 августа 1990 г.*

РАЗБАВЛЕННЫЕ КВАЗИОДНОМЕРНЫЕ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКИ

И.Я.Коренблит, Е.Ф.Шендер

Показано, что в квазиодномерных антиферромагнетиках даже небольшое количество дефектов, разрывающих магнитные связи вдоль цепочек, существенно влияет на свойства спиновых волн и поперечной восприимчивости. Найдены зависимости восприимчивости и скорости спиновых волн от концентрации дефектов x в области $1 \gg x \gg (J_\perp/J_\parallel)^{1/2}$, где теория возмущений по x не применима.

Теория трехмерных гайзенберговских антиферромагнетиков с малым количеством обменных дефектов хорошо разработана [1]. Примеси приводят к затуханию спиновых волн и к незначительным, пропорциональным концентрациям x, перенормировкам их скорости, а также температуры Нееля T_N.

Иначе должно обстоять дело в квазиодномерных системах, в которых обменное взаимодействие вдоль цепочек $J_\parallel$ значительно больше взаимодействия $J_\perp$ поперек их. Разрывая цепочки, немагнитные дефекты резко уменьшают T_N (этот эффект наблюдался в сплавах $K_2Fe_{1-x}Ga_xF_5$ [2])и сильно затрудняют распространение спиновых волн даже если концентрация дефектов мала. Мы покажем, что такие дефекты сильно влияют и на поперечную восприимчивость. Пусть для простоты дефектами являются разорванные связи вдоль цепочки [1)]. Гамильтониан двухподрешеточного антиферромагнетика, в котором разорвана связь между спинами $\mathbf{S}_m$ и $\mathbf{S}_n$ имеет вид:

$$\mathcal{H} = \sum_{i,j} J_{ij}(\mathbf{S}_{1i}\mathbf{S}_{2j}) - \Delta \sum_{ip} (S^z_{ip})^2 - \mathrm{H} \sum_{ip} \mathbf{S}_{ip} - J_\parallel(\mathbf{S}_m\mathbf{S}_n), \tag{1}$$

$p = 1, 2$ нумерует подрешетки, $\Delta > 0$, H – внешнее магнитное поле, $J_\parallel$ – обменная энергия ближайших соседей вдоль цепочки. При низких температурах $T \ll T_N \sim (J_\parallel J_\perp)^{1/2}$ в низшем порядке по концентрации получаем следующее выражение для поперечной магнитной восприимчивости:

$$\chi(\omega, \mathbf{q}) = 2S^2[J(0) + 2\Delta - J(\mathbf{q}) - xJ_\parallel(1 - \cos q_\parallel a)\Lambda^{-1}(\omega)] \times \\ \times [\omega^2 - \omega^2_{\mathbf{q}} + x\Sigma(\omega, \mathbf{q})]^{-1}. \tag{2}$$

Здесь собственно-энергетическая часть

$$\Sigma(\omega, \mathbf{q}) = 2\Lambda^{-1}(\omega)J_\parallel S^2(J(0) + 2\Delta - J(\mathbf{q})\cos q_\parallel a), \tag{3}$$

функция

$$\Lambda(\omega) = 1 + 2J_\parallel S^2 \sum_{\mathbf{q}} [J(0) + 2\Delta - J(\mathbf{q})\cos q_\parallel a](\omega^2 - \omega^2_{\mathbf{q}})^{-1}, \tag{4}$$

q – компонента импульса вдоль цепочки, $J(\mathbf{q})$ – фурье-образ обменной энергии $J(\mathbf{r})$, спектр спиновых волн идеального кристалла

$$\omega^2_{\mathbf{q}} = S^2[(J(0) + \Delta)^2 - J^2(\mathbf{q})]. \tag{5}$$

[1)] Свойства двумерного антиферромагнетика с разорванными связями рассматривались в [3].

При $\omega \ll S(J_\perp(0)J_\parallel(0))$ частоту в правой части (4) можно положить равной нулю. Если $\Delta = 0$, то имеем:

$$\Lambda(0) = \alpha(J_\perp(0)/8J_\parallel(0))^{1/2} \ll 1, \qquad \alpha = \sum_{\mathbf{q}_\perp} [1 - \frac{J_\perp(\mathbf{q})}{J_\perp(0)}]^{1/2} \approx 1. \tag{6}$$

В результате для поправки к скорости $c(\varphi)$ спиновых волн, распространяющихся под углом φ к оси цепочки, получаем;

$$c_0(\varphi) - c(\varphi) = x\alpha^{-1}(\frac{8J_\parallel(0)}{J_\perp(0)})^{1/2}(c_{0\parallel}\cos^2\varphi + \frac{1}{2}c_{0\perp}\sin^2\varphi) \tag{7}$$

$c_0(\varphi)$ – скорость в идеальном кристалле, $c_{0\parallel} = c_0(0) \sim J_\parallel$, $c_{0\perp} = c_0(\pi/2) \sim (J_\parallel J_\perp)^{1/2}$. Видно, что параметром теории возмущения является $x(J_\parallel J_\perp)^{1/2}$, т.е. спектр сильно модифицируется даже при малых x, если $x \gtrsim x_0 = (J_\perp/J_\parallel)^{1/2}$.

Затухание спиновых волн

$$\gamma(\omega, \mathbf{q}) = \frac{x}{2\omega_\mathbf{q}} \operatorname{Im} \Sigma(\omega, \mathbf{q}) \approx \frac{\omega^3}{J_\perp^2 J_\parallel} \frac{c_{0\parallel}^2 q_\parallel^2 + c_{0\perp}^2 q_\perp^2}{\omega(\mathbf{q})}. \tag{8}$$

При $\omega \ll S(J_\parallel J_\perp)^{1/2}$ и $x < (J_\perp/J_\parallel)^{1/2}$, когда это выражение справедливо, затухание $\gamma(\omega, \mathbf{q}) \ll \omega_\mathbf{q}$. Из (2)–(6) следует, что однородная восприимчивость

$$\chi = \frac{1}{J_\parallel(0)} (1 + \frac{2^{1/2}x}{x_0}). \tag{9}$$

Если $\omega \gg S(J_\parallel J_\perp)^{1/2} \approx \omega_{max}(\mathbf{q}_\perp)$, то $\Lambda(\omega) = i\omega/4J_\parallel(0)$, и частота спиновых волн

$$\omega = \omega(q_\parallel) + i2xJ_\parallel(0). \tag{10}$$

Когда длина волны возбуждений $\lambda \approx q_\parallel^{-1}$ меньше средней длины сегмента x^{-1}, затухание мало, т.е. внутри сегмента существуют хорошо определенные спиновые возбуждения.

Если $\Delta \neq 0$, но $\Delta \ll J_\perp$, то дефекты приводят к уменьшению щели ω_0 в спектре на величину $\approx \omega_0(x/x_0)$. Наиболее существенное влияние анизотропии состоит в том, что затухание при малых q становится большим:

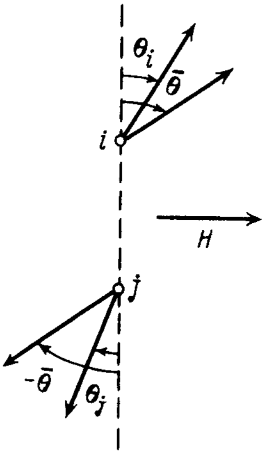
$$\frac{\operatorname{Im}\omega}{\omega - \omega_0} \approx x(\frac{\omega_0}{\omega - \omega_0})^{1/2} \frac{\Delta^{3/2}}{J_\perp J_\parallel^{1/2}}, \tag{11}$$

т.е. гидродинамическое описание спиновых волн нарушается при частотах ω, близких к ω_0. Этот результат не зависит от соотношения между $J_\parallel$ и $J_\perp$. Он связан с тем, что при $\Delta \neq 0$ уравнения движения для поперечных компонент спина не имеют решений, соответствующих однородному повороту спинов подрешеток.

Перейдем к рассмотрению области концентраций $1 \gg x \gg x_0$, в которой теория возмущений неприменима. Разорванные связи разбивают цепочки на сегменты, содержащие четное или нечетное число спинов. Будем считать, что вдоль цепочки взаимодействуют только ближайшие соседи, а взаимодействие между цепочками учтем в приближении молекулярного поля. Магнитной анизотропией пренебрегаем. Тогда энергия сегмента, содержащего n спинов, может быть записана в виде:

$$E = -J_\parallel S^2 \sum_{\substack{i,\\ j=i\pm 1}} \cos(\theta_i + \theta_j) - S^2 J_\perp(0) \sum_i \cos(\theta_i + \theta) - HS \sum_i \sin\theta_i \tag{12}$$

θ_i – определяет направление спина i, θ – определяет среднее направление спинов в подрешетке (см. рис.).



Ориентация спинов S_{1i} и S_{2j}, принадлежащих одному сегменту, $\theta_i > 0$, $\theta_j < 0$. H – внешнее магнитное поле. $\bar{\theta}$ определяет ориентацию магнитного момента подрешетки

Минимизируя E по углам θ_i, получим при $H/J_\parallel \ll 1$, когда все углы малы, систему уравнений для определения θ_i:

$$\theta_1 + \theta_2 + h\theta_1 = \widetilde{H}, \quad \theta_n + \theta_{n-1} + h\theta_n = \widetilde{H} \quad 2\theta_i + \theta_{i+1} + h\theta_i = H, \quad i = 2, 3, \dots n-1 \quad (13)$$

где $h = J_\perp(0)/J_\parallel$, $\widetilde{H} = H/J_\parallel - h\theta$.

Решая эти уравнения, получаем:

$$\theta_1 = \theta_n = \widetilde{H}/hn, \ n = 2k+1 \quad k \text{ – целое число} \quad \theta_i = 0 \quad n = 2k. \quad (14)$$

Усредняя θ_1 с функцией распределения ближайшего соседа $P(x) = x\exp(-nx)$, находим $\theta = (xH/J_\perp(0)S)\ln x^{-1}$, так что восприимчивость в расчете на спин

$$\chi = \frac{xS}{H}\sum_{i=1}^{n}\theta_i = J_\perp^{-1}(0)x^2\ln x^{-1}. \quad (15)$$

Скорости спиновых волн могут быть получены с помощью соотношения Хариса – Киркпатрика [4]:

$$c_{\parallel,\perp} \sim (\sigma_{\parallel,\perp}/\chi)^{1/2}, \quad (16)$$

где $\sigma_{\parallel,\perp}$ – проводимости сетки сопротивления с электропроводностями J_{ij} между узлами i и j. Согласно [5,6] в квазиодномерном проводнике $\sigma_\parallel \sim J_\perp/x^2$, $\sigma_\perp \sim J_1$. Следовательно

$$c_\parallel \sim \frac{J_\perp(0)}{x^2}\left(\ln\frac{1}{x}\right)^{-1/2}, \quad c_\perp \sim \frac{J_\perp}{x}\left(\ln\frac{1}{x}\right)^{-1/2}. \quad (17)$$

С ростом x спектр изотронизуется.

Мы не учитывали взаимодействия соседей, следующих за ближайшими, вдоль цепочки. Можно показать, что это справедливо, если соответствующее взаимодействие $J' \ll (J_\perp J_\parallel)^{1/2}$.

Литература

Изюмов Ю.А., Медведев М.В. Теория магнитоупорядоченных кристаллов с примесями. М.: Наука. 1970.

Chadwick J. J. Phys., Conden. Matter, 1989, **1**, 6731.
Aristov D.N., Maleyev S.V. Preprint LNPI-1587.
. *Harris A.B., Kirkpatrick S.* Phys. Rev. B, 1977, **16**, 542.
. *Балагуров Б.Я.* ЖЭТФ, 1982, **82**, 2053.
. *Пригодин В.Н., Самухин А.Н.* ФТТ, 1984, **26**, 1344.

Інститут ядерной физики им. Б.П.Константинова
ıкадемии наук СССР

Поступила в редакцию
12 июля 1990 г.