

М-171

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P4 - 4705

Л. А. Максимов, А. Л. Куземский

К ТЕОРИИ ФЕРРОМАГНИТНОГО КРИСТАЛЛА
С ДВУМЯ СПИНАМИ В УЗЛЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

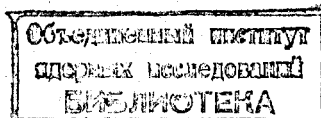
1969

P4 - 4705

Л.А.Максимов, А.Л.Куземский

К ТЕОРИИ ФЕРРОМАГНИТНОГО КРИСТАЛЛА
С ДВУМЯ СПИНАМИ В УЗЛЕ

Направлено в журнал "Физика металлов и металловедение"



8049/2 up

1. Наиболее исследованной моделью ферромагнетизма является модель Гайзенберга (см., напр. ^{/1/}), в которой принимается, что в узлах решетки расположены спины, взаимодействующие обменным образом. Обычно ^{/2-5/} при этом не всегда учитывают тот факт, что спин узла с $s > 1/2$ образуется в результате сложения спинов нескольких электронов атома и, вообще говоря, при взаимодействии полный спин атома может не сохраняться.

Интересно проследить влияние внутренней структуры спина атома с $s > 1/2$ на спектр магнитных возбуждений кристалла. Методом приближенного вторичного квантования эта задача рассматривалась в работах Е.И.Кондорского и А.С.Пахомова ^{/6,7/}, а также Ю.А.Изюмова ^{/8/}.
Случай с несколькими спинами в узле, когда внутриузельное взаимодействие много больше межузельного, исследовался методом двухвременных температурных функций Грина в работе Ю.А.Изюмова и Е.Н.Яковлева ^{/9/}. Условия применимости модели Гайзенберга для случая с несколькими магнитными электронами подробно исследовались Ю.П.Ирхинным ^{/10/}.

В предлагаемой работе рассматривается модель ферромагнитного кристалла, в каждом узле которого суммарный спиновый момент образуется в результате сложения двух взаимодействующих электронных спинов. Исследуется характер температурной зависимости намагниченности системы в приближении самосогласованного поля. Обсуждается точнорешаемая задача о двух спинах во внешнем поле. В результате этого рассмотрения исследуется спектр магнитных возбуждений системы методом двухвременных температурных функций Грина.

2. Будем исходить из модельного гамильтониана (см. /11/)

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H} = & -\mu H - \sum_{f\alpha} S_{f\alpha}^z - \frac{1}{2} \sum_{f \neq g} \sum_{\alpha, \beta} J(f\alpha; g\beta) (\lambda S_{f\alpha}^+ S_{g\beta}^- + S_{f\alpha}^z S_{g\beta}^z) - \\
 & - \frac{1}{2} \sum_{f, \alpha \neq \beta} J(f\alpha; f\beta) (\lambda S_{f\alpha}^+ S_{f\beta}^- + S_{f\alpha}^z S_{f\beta}^z) .
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

Здесь f - индекс узла ($f = 1, \dots, N$), α - номер спина в узле ($\alpha = 1, 2$), $S_{f\alpha}$ - оператор спина $S = \frac{1}{2}$, $J(f\alpha; g\beta)$ - обменный интеграл. Случаю $\lambda = 1$ соответствует изотропная модель, а $\lambda = 0$ - модель типа модели Изинга. В настоящей работе мы не будем интересоваться возможностью антиферромагнитного упорядочения спинов в решетке и поэтому будем считать, что обменные интегралы

$$\begin{aligned}
 J(f\alpha; g\beta) &= I_1, & \alpha \neq \beta \\
 J(f\alpha; g\beta) &\approx J(f, g), & f \neq g
 \end{aligned}$$

неотрицательны.

3. Для качественного исследования намагниченности системы применим метод самосогласованного поля. Во втором члене гамильтониана (2.1), описывающем взаимодействие между спинами, из разных узлов выделим член, квадратичный по отклонениям спина от среднего значения (мы подробно рассмотрим случай $\lambda = 1$, а для $\lambda = 0$ приведем результат):

$$H = 2I_2 \sigma^2 N - (2I_2 \sigma + \mu H) \sum_{f\alpha} S_{f\alpha}^z - \frac{1}{2} I_1 \sum_{f, \alpha \neq \beta} \vec{S}_{f\alpha} \vec{S}_{f\beta} \quad (3.1)$$

$$- \frac{1}{2} \sum_{f \neq g} \sum_{\alpha, \beta} J(f\alpha; g\beta) (\vec{S}_{f\alpha} - \vec{\sigma}_\alpha) (\vec{S}_{g\beta} - \vec{\sigma}_\beta),$$

где $I_2 = \sum_f J(f, g)$ и $\langle S_{f\alpha} \rangle = \sigma_\alpha$; $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$.

По межузельному взаимодействию задачу можно решать в приближении самосогласованного поля. Как известно^{/12/}, нулевое приближение этого метода получается здесь отбрасыванием последнего члена в (3.1).

Взаимодействие между спинами внутри одного узла ни в каком приближении свести к самосогласованному полю нельзя. Это взаимодействие мы будем учитывать точно. В результате приходим к гамильтониану

вида: $H = \sum_f H_f$, где

$$H_f = 2I_2 \sigma^2 + (2I_2 \sigma + \mu H) (S_{f1}^z + S_{f2}^z) - I_1 \vec{S}_{f1} \vec{S}_{f2}.$$

Свободная энергия в этом приближении распадается на сумму свободных энергий в одном узле

$$F_f = -T \ln Z_f,$$

причем статистическая сумма Z_f равна

$$Z_f = S_p e^{-\beta H_1} = e^{-2I_2 \sigma^2 \beta} \left\{ e^{y + \beta I_1 1/4} + e^{\beta I_1 1/4} + e^{-y + \beta I_1 1/4} + e^{-\beta 3/4 I_1} \right\} = e^{-2I_2 \sigma^2 \beta} e^{\beta I_1 1/4} \times \{ 2 \operatorname{ch} y + 1 + \mu H \}, \quad (3.2)$$

где $\beta = 1/T$; $y = \beta(2I_2 \sigma + \mu H)$. Принимая во внимание (3.2), получим

$$\beta F_f = \frac{(y - \beta \mu H)^2}{2I_2 \beta} - \beta I_1 1/4 - \ln \{ 2 \operatorname{ch} y + 1 + e^{-\beta I_1} \}. \quad (3.3)$$

Средний спин σ находится из условия минимума свободной энергии

$$\frac{\partial F_f}{\partial \sigma} = 0 \text{ и равен}$$

$$\sigma = \frac{y - \beta \mu H}{\beta I_2} = \frac{2 \operatorname{sh} y}{2 \operatorname{ch} y + 1 + e^{-\beta I_1}}. \quad (3.4)$$

Когда взаимодействие внутри узла много больше межузельного ($I_1 \rightarrow \infty$), уравнение для среднего спина принимает вид:

$$\sigma = \frac{2 \operatorname{sh} y}{2 \operatorname{ch} y + 1},$$

что является частным случаем функции Бриллюэна при $S = 1$. При

$H = 0$ в такой системе имеет место фазовый переход при $T_0 = 2/3 I_2$. То есть, в пределе бесконечно большого внутриузельного взаимодействия спинов мы получаем хорошо известные результаты метода молекулярного поля для ферромагнитного кристалла с $S = 1$.

В общем случае (при $H = 0$) уравнение для T_c имеет вид:

$$3 + e^{-\beta_0 I_1} = 2I_2 \beta_0, \quad (3.5)$$

где $\beta_0 = 1/T_c$.

Введем новые переменные $x = 2I_2 \beta_0$ и $a = \frac{1}{2} \frac{I_1}{I_2}$. Тогда уравнение (3.5) переписется в виде

$$3 + e^{-ax} = x. \quad (3.6)$$

Решая графически уравнение (3.6), легко увидеть, что при увеличении взаимодействия в узле (I_2 фиксировано) температура Кюри увеличивается вплоть до $T_c = 2/3 I_2$. Аналогичным образом легко найти поведение намагниченности в модели типа Изинга (в (2.1)

$\lambda = 0$). Снова находим, что при фиксированном межузельном взаимодействии ($I_2 = \text{const}$) температура Кюри возрастает с ростом I_1 вплоть до $T_c = I_2$. Результаты графического решения уравнения (3.6) для

$\lambda = 1$ и аналогичного уравнения для $\lambda = 0$ представлены на рис. 1.

Таким образом мы видим, что внутреннее движение спинов внутри одного узла сравнительно слабо влияет на поведение температурной зависимости намагниченности.

4. Для исследования спектра магнитных возбуждений системы воспользуемся методом двухвременных температурных функций Грина /1,13/.

Рассмотрим сначала систему, в которой обменное взаимодействие между узлами отсутствует. Тогда проблема сводится к точнорешаемой задаче в двух взаимодействующих спинах во внешнем поле:

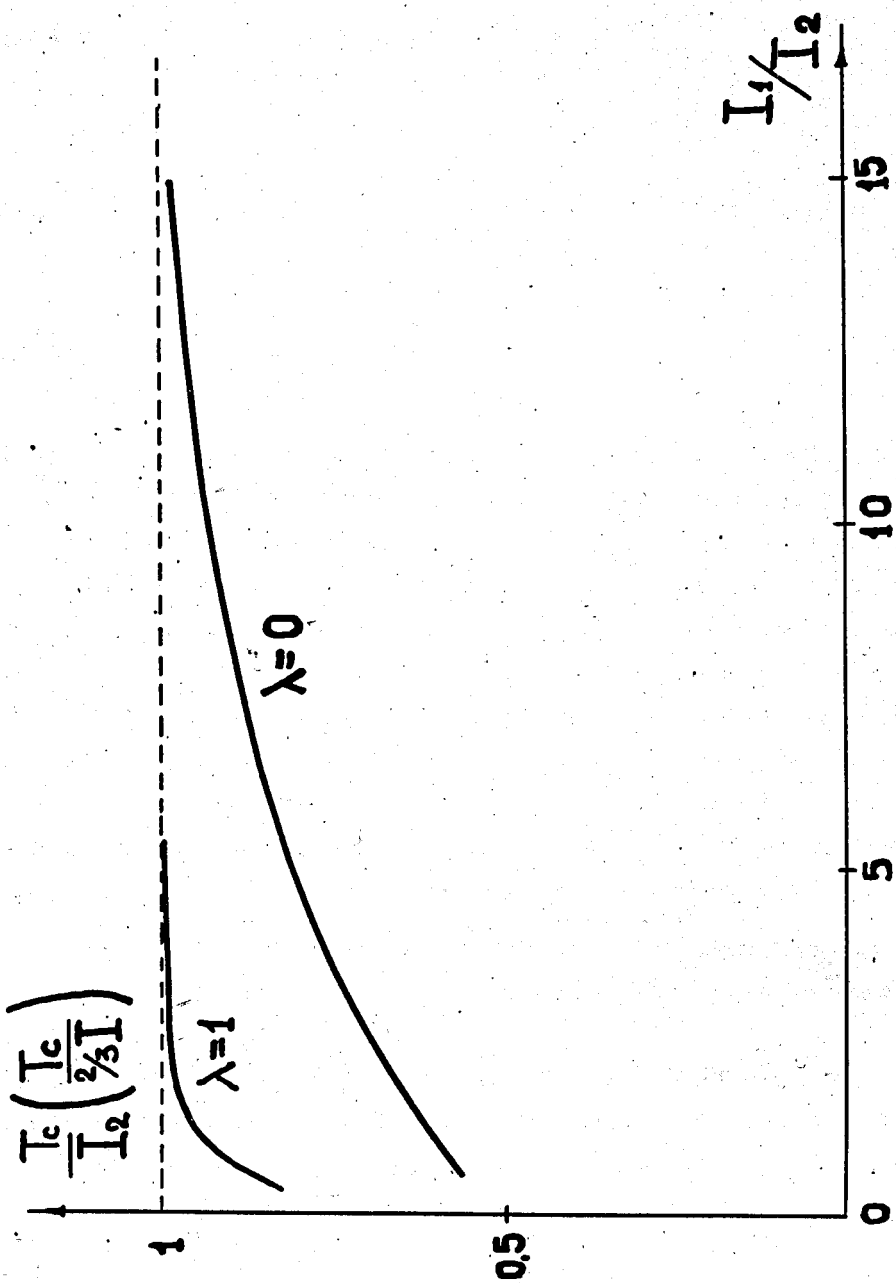


Рис. 1.

$$K = -\mu H (S_1^z + S_2^z) - I_1 (\vec{S}_1 \vec{S}_2) . \quad (4.1)$$

Ясно, что энергетический спектр системы (4.1) легко получить непосредственным решением уравнения Шредингера. Однако для последующего анализа магнитных возбуждений системы (2.1) полезно найти возбуждения системы (4.1) методом функций Грина. Очевидно, что для такого простого гамильтониана (4.1) система уравнений для функций Грина сводится всего к двум уравнениям и решается точно. При этом мы находим, что функция Грина $\langle\langle S_1^+(t) | S_1^-(0) \rangle\rangle$ имеет полюса μH , $\mu H + I_1$ и $\mu H - I_1$, а функция Грина $\langle\langle S_1^-(t) | S_1^+(0) \rangle\rangle$ - полюса $-\mu H$, $-\mu H - I_1$ и $-\mu H + I_1$. Интерпретация этих полюсов показана на рис. 2. Горизонтальные линии изображают уровни энергии системы. Слева отмечены величины полного спина s_t и его проекции, справа - собственные значения энергии. Левая группа переходов на рисунке соответствует полюсам функции Грина $\langle\langle S_1^+ | S_1^- \rangle\rangle$, правая - $\langle\langle S_1^- | S_1^+ \rangle\rangle$. Мы не упоминаем о других функциях Грина, поскольку $\langle\langle S_1^i | S_2^k \rangle\rangle = 0$,

$$\langle\langle S_1^i | S_1^k \rangle\rangle = \langle\langle S_2^i | S_2^k \rangle\rangle, \text{ где } i, k = \pm, z,$$

а остальные легко выражаются через $\langle\langle S_1^i | S_1^k \rangle\rangle$.

Функции Грина $\langle\langle S_1^+ | S_1^- \rangle\rangle$ и $\langle\langle S_1^- | S_1^+ \rangle\rangle$ описывают всевозможные переходы в системе с изменением проекции на ось квантования суммарного спина на ± 1 , что и отражено в рис. 2. Функция Грина $\langle\langle S_1^z | S_1^z \rangle\rangle$ будет, очевидно, описывать переходы в системе без изменения проекции суммарного спина. В основном состоянии спины направлены параллельно полю ($s_t = 1$, $s_t^z = 1$). Полюса функции Грина $\langle\langle S_1^+ | S_1^- \rangle\rangle$, равные μH и $\mu H + I_1$, отвечают разрешенным переходам из основного в возбужденные состояния, а соответствующие вычеты отличны от нуля и при нулевой температуре. Полюс $\mu H - I_1$, который

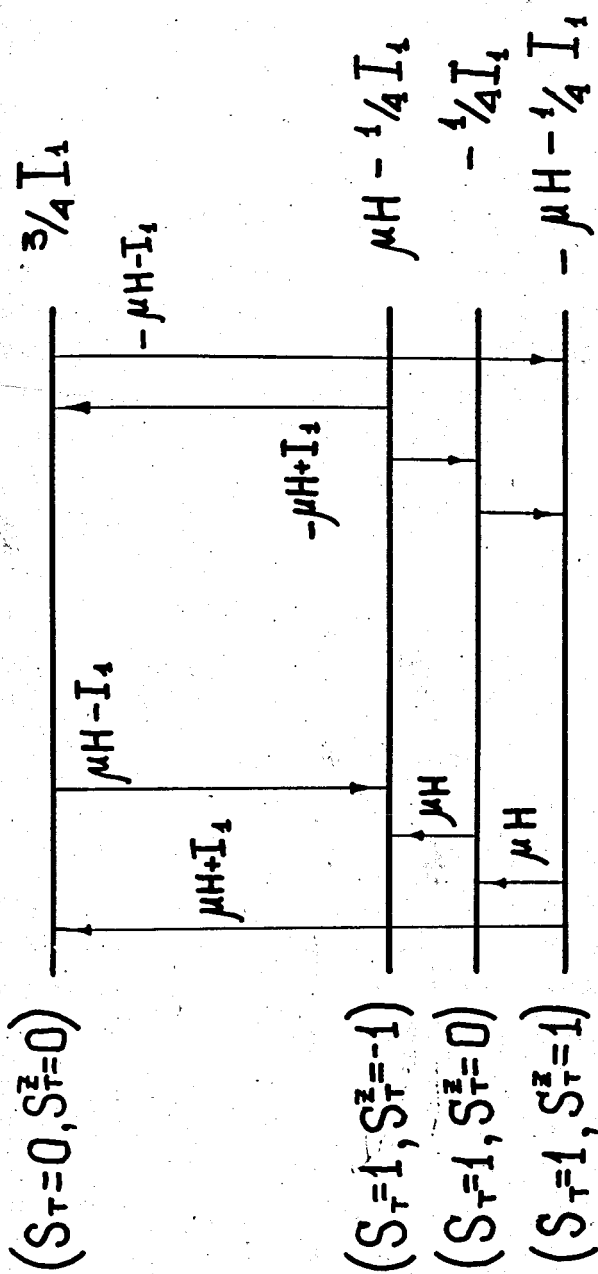


Рис. 2.

соответствует переходу из возбужденного состояния на более низкий энергетический уровень, имеет вычет, исчезающий при нулевой температуре. Такое поведение вычетов связано с тем, что они пропорциональны населенности начальных состояний. Аналогично ведут себя вычеты полюсов функции Грина $\ll S_1^- | S_1^+ \gg$.

5. Определим теперь спектр магнитных возбуждений полной системы (2.1). Подробно рассмотрим случай $\lambda = 1$, а для $\lambda = 0$ приведем только результат.

Будем рассматривать следующие функции Грина:

$$\ll S_{m\lambda}^+(t) | S_{n\mu}^-(0) \gg = \Theta(t) \langle [S_{m\lambda}^+(t), S_{n\mu}^-(0)] \rangle \quad (5.1)$$

$$\ll S_{m\lambda}^-(t) | S_{n\mu}^+(0) \gg = \Theta(t) \langle [S_{m\lambda}^-(t), S_{n\mu}^+(0)] \rangle ,$$

где $S_{m\lambda}^{\pm}(t)$ - гайзенберговское представление оператора поперечных компонент спина с полным гамильтонианом (2.1) для $\lambda = 1$. Функции Грина (5.1) описывают динамическое поведение системы с изменением z -проекции суммарного спина на единицу; при этом полюса функций Грина (5.1) определяют спектр магнитных возбуждений системы.

Перейдем к определению функций Грина. Пользуясь уравнением движения для оператора $S_{m\lambda}^+$, для функции Грина $\ll S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \gg$ получаем уравнение:

$$i \frac{d}{dt} \ll S_{m\lambda}^+(t) | S_{n\mu}^-(0) \gg = i \delta(t) \delta_{mn} \delta_{\lambda\mu} \langle 2S_{m\lambda}^z \rangle + \mu H \ll S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \gg +$$

$$+\sum_{t \neq m, a} J(fa; m\lambda) \ll S_{ta}^z S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \gg + \sum_{a \neq \lambda} J(ma; m\lambda) \ll S_{ma}^z S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \gg -$$

(5.2)

$$-\sum_{t \neq m, a} J(fa; m\lambda) \ll S_{m\lambda}^z S_{ta}^+ | S_{n\mu}^- \gg - \sum_{a \neq \lambda} J(ma; m\lambda) \ll S_{m\lambda}^z S_{ma}^+ | S_{n\mu}^- \gg.$$

Здесь и ниже члены с $f \neq m$ и $f = m$ будем писать отдельно. Это естественно, поскольку в одном узле задача решается точно, а по межузельному взаимодействию – приближенно. Выразим в уравнении (5.2) часть вторых функций Грина (для которых $f \neq m$) через первые:

$$\ll S_{ta}^z S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \gg \approx \langle S_{ta}^z \rangle \ll S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \gg, \quad f \neq m$$

(5.3)

$$\ll S_{m\lambda}^z S_{ta}^+ | S_{n\mu}^- \gg \approx \langle S_{m\lambda}^z \rangle \ll S_{ta}^+ | S_{n\mu}^- \gg, \quad f \neq m.$$

Это расщепление принадлежит Тябликову^{/1/}. Заметим, что в силу трансляционной инвариантности величины $\langle S_{ta}^z \rangle$ не зависят от индекса узла

$$\langle S_{t1}^z \rangle = \langle S_{t2}^z \rangle = \sigma.$$

Поскольку по внутриузельному взаимодействию мы хотим задачу решить точно, необходимо рассмотреть уравнения для вторых функций Грина. Причем, как видно из (5.2), необходимо рассмотреть уравнения движения лишь для функций Грина вида

$$\ll S_{ma}^z S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \gg,$$

в которых, кроме того, всегда $a \neq \lambda$. Соответствующее уравнение движения имеет вид:

$$\begin{aligned}
 i \frac{d}{dt} \langle\langle S_{ma}^z S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle &= i \delta(t) \langle\langle [S_{ma}^z S_{m\lambda}^+ S_{n\mu}^-] \rangle\rangle + \mu H \langle\langle S_{ma}^z S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle - \\
 &- \frac{1}{2} \sum_{p \neq m, \gamma} J(p\gamma; ma) \langle\langle S_{ma}^+ S_{p\gamma}^- S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle - \frac{1}{2} \sum_{a \neq \gamma} J(m\gamma; ma) \langle\langle S_{ma}^+ S_{m\gamma}^- S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle \\
 &+ \frac{1}{2} \sum_{p \neq m, \gamma} J(p\gamma; ma) \langle\langle S_{ma}^- S_{p\gamma}^+ S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle + \frac{1}{2} \sum_{a \neq \gamma} J(m\gamma; ma) \langle\langle S_{ma}^- S_{m\gamma}^+ S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle + \\
 &+ \sum_{p \neq m, \gamma} J(p\gamma; m\lambda) \langle\langle S_{ma}^z S_{p\gamma}^z S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle + \sum_{\gamma \neq \lambda} J(m\gamma; m\lambda) \langle\langle S_{ma}^z S_{m\gamma}^z S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle \\
 &- \sum_{p \neq m, \gamma} J(p\gamma; m\lambda) \langle\langle S_{ma}^z S_{m\lambda}^z S_{p\gamma}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle - \sum_{\gamma \neq \lambda} J(m\gamma; m\lambda) \langle\langle S_{ma}^z S_{m\lambda}^z S_{m\gamma}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle.
 \end{aligned}
 \tag{5.4}$$

Рассмотрим в отдельности каждую из входящих в это уравнение гренновских функций:

- 1) $\langle\langle S_{ma}^+ S_{p\gamma}^- S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle \approx 0$, здесь $p \neq m$;
- 2) $\langle\langle S_{ma}^+ S_{m\gamma}^- S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle = \frac{1}{2} \langle\langle S_{ma}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle - \langle\langle S_{ma}^+ S_{m\lambda}^z | S_{n\mu}^- \rangle\rangle$;

поскольку из $\gamma \neq a$ и $a \neq \lambda$ следует, что $\gamma = \lambda$, так как a, γ, λ принимают значения 1 и 2;

- 3) $\langle\langle S_{ma}^- S_{p\gamma}^+ S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle \approx \langle\langle S_{ma}^- S_{m\lambda}^+ \rangle\rangle \langle\langle S_{p\gamma}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle$
при $m \neq p$;

- 4) $\langle\langle S_{ma}^- S_{m\gamma}^+ S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle = 0$, здесь $\gamma \neq a, a \neq \lambda$, откуда $\gamma = \lambda$;

$$5) \langle\langle S_{m\alpha}^z S_{p\gamma}^z S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle \approx \langle S_{p\gamma}^z \rangle \langle\langle S_{m\alpha}^z S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle$$

при $m \neq p$;

$$6) \langle\langle S_{m\alpha}^z S_{m\gamma}^z S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle = \frac{1}{4} \langle\langle S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle.$$

Здесь $\gamma \neq \lambda$ и $\alpha \neq \lambda$, следовательно, $\gamma = \alpha$;

$$7) \langle\langle S_{m\alpha}^z S_{m\lambda}^z S_{p\gamma}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle \approx \langle S_{m\alpha}^z S_{m\lambda}^z \rangle \langle\langle S_{p\gamma}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle \quad (5.5)$$

при $m \neq p$;

$$8) \langle\langle S_{m\alpha}^z S_{m\lambda}^z S_{m\gamma}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle = \frac{1}{2} \langle\langle S_{m\lambda}^z S_{m\alpha}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle.$$

Здесь также $\gamma \neq \lambda$ и $\alpha \neq \lambda$, откуда $\gamma = \alpha$. Соотношения 2), 4), 6), 8) в (5.5) являются точными. Такие соотношения используются при точном решении задачи о двух взаимодействующих спинах во внешнем поле (см. пункт 4). Соотношение 5) в (5.5) является приближением Тябликова, как и (5.3). Соотношение 1), очевидно, довольно хорошо выполняется при низких температурах. Расщепления 3) и 7) аналогичны тем, которые предложил Келлен^{/5/}, с тем отличием, что корреляторы операторов спина в разных узлах мы считаем малыми. Отметим здесь же, что при принятых допущениях результат, полученный ниже, не изменится, если вместо расщеплений 3) и 7) соответствующие функции Грина просто положить равными нулю.

Если подставить соотношение (5.3) в (5.2) и соотношения (5.5) в уравнение (5.4), то цепочка уравнений для гриновских функций замыкается. Переходя к фурье-представлению, найдем, что фурье-образ функции $\langle\langle S_{m1}^+(0) | S_{n1}^-(0) \rangle\rangle$ равен:

$$G_{1,1}(\vec{k}, \omega) = \frac{i}{2\pi} \frac{\sigma}{\omega - \mu H - (I_2 - I_2(\vec{k})) 2\sigma} + \frac{i}{2\pi} \frac{1}{2} \frac{\sigma - \langle 2S_{m1}^z S_{m2}^z \rangle - \langle S_{m1}^- S_{m2}^+ \rangle}{\omega - \mu H - I_2 2\sigma + I_1} + \frac{i}{2\pi} \frac{1}{2} \frac{\sigma + \langle 2S_{m1}^z S_{m2}^z \rangle + \langle S_{m1}^- S_{m2}^+ \rangle}{\omega - \mu H - I_2 2\sigma - I_1} \quad (5.6)$$

где $I_2(\vec{k}) = \sum_f J(f, m) e^{i\vec{k}(m-f)}$. Проанализируем полученное выражение. Полюса функции Грина (5.6) определяют спектр спиновых возбуждений системы. Они имеют следующий вид:

$$\omega = \mu H + [I_2 - I_2(\vec{k})] 2\sigma \quad (5.7)$$

$$\omega = \mu H + I_2 2\sigma + I_1 \quad (5.8)$$

$$\omega = \mu H + I_2 2\sigma - I_1 \quad (5.9)$$

Если воспользоваться известными соотношениями^{/1/}:

$$\langle\langle A | B \rangle\rangle_E^{(\alpha)} = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (e^{\frac{\omega}{\theta}} - \eta) I_{AB}(\omega) \frac{d\omega}{E - \omega - i\epsilon}$$

$$\langle\langle B | A \rangle\rangle_{-E}^{(\alpha)} = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (e^{\frac{\omega}{\theta}} - \eta) I_{AB}(\omega) \frac{d\omega}{-E - \omega + i\epsilon},$$

то нетрудно проверить, что функция Грина $\langle\langle S_{m\lambda}^- | S_{n\mu}^+ \rangle\rangle$ имеет полюса, равные (5.7)-(5.9) с обратным знаком.

Полюса (5.7) представляют собой спектр энергий обычных спиновых волн (шель которых обращается в нуль при $H = 0$) в ферромагнитной системе со спином $s = 1$ в каждом узле. Спектр (5.7) обусловлен межузельным взаимодействием, которое размывает внутриузельный переход $\omega = \mu H$ (см. пункт 4) в зону.

Возбуждения (5.8), (5.9) аналогичны оптическим ветвям в динамике решетки и связаны с переходами между триплетным и синглетным состояниями в узле. В рассматриваемом приближении эти возбуждения не зависят от \vec{k} и носят чисто локальный характер. Межузельное взаимодействие сводится в данном случае к дополнительному молекулярному полю $I_2 2\sigma$. Интересно отметить, что аналогичный характер

имеют квазиоптические возбуждения в работе /7/, если межузельные обменные интегралы не зависят от номеров состояний электронов в узле.

Для модели типа модели Изинга (в (2.1) $\lambda = 0$) спектр магнитных возбуждений имеет вид:

$$\omega = \mu H + 2 I_2 \sigma + I_1 / 2$$

$$\omega = \mu H + 2 I_2 \sigma - I_1 / 2 .$$

Такие полюса имеет функция Грина $\langle\langle S_{m\lambda}^+ | S_{n\mu}^- \rangle\rangle$. Полюса сопряженной функции Грина равны этим полюсам с обратным знаком.

Мы приносим глубокую благодарность Д.Н.Зубареву за внимание к работе и обсуждения, Ю.А.Изюмову, Н.М.Плакиде, Б.В.Васильеву за интересные обсуждения, Е.Н.Яковлеву за полезные критические замечания, а также доктору Э.Правецки, доктору Б.Тошичу и доктору Г.Конвенту за интерес к работе и полезные обсуждения.

Приложение

Применяя стандартные методы /1/, нетрудно получить уравнение для коррелятора поперечных компонент спина в одном узле:

$$\langle\langle S_{m2}^- S_{m1}^+ \rangle\rangle = \frac{1}{2} \frac{1}{N} \sum_{\vec{k}} \frac{2\sigma}{e^{\beta(\mu H + 2\sigma(I_2 - I_2(\vec{k})))} - 1} -$$

$$- \frac{1}{2} \frac{\sigma - \langle S_{m1}^z S_{m2}^z \rangle - \langle S_{m1}^- S_{m2}^+ \rangle}{e^{\beta(\mu H + I_2 2\sigma - I_1)} - 1} - \frac{1}{2} \frac{\sigma + \langle S_{m1}^z S_{m2}^z \rangle + \langle S_{m1}^- S_{m2}^+ \rangle}{e^{\beta(\mu H + I_2 2\sigma + I_1)} - 1}$$

Аналогично из (5.6) получим уравнение для относительной намагниченности:

$$1 + 2\sigma = \frac{1}{N} \sum_{\vec{k}} \frac{2\sigma}{e^{\beta(\mu_H + 2\sigma(I_2 - I_2(\vec{k})))} - 1} -$$

$$- \frac{\sigma - \langle S_{m1}^z S_{m2}^z \rangle - \langle S_{m1}^- S_{m2}^+ \rangle}{e^{\beta(\mu_H + I_2(2\sigma - I_1))} - 1} + \frac{\sigma + \langle 2S_{m1}^z S_{m2}^z \rangle + \langle S_{m1}^- S_{m2}^+ \rangle}{e^{\beta(\mu_H + 2I_2\sigma + I_1)} - 1}$$

Исследование характера температурной зависимости намагниченности требует вычисления входящих в нее корреляционных функций $\langle S_{m1}^z S_{m2}^z \rangle$ и $\langle S_{m1}^- S_{m2}^+ \rangle$. Однако вычисление корреляционных функций операторов спина (в особенности продольных) как в одном узле, так и между ними, представляет собой, по существу, отдельную нетривиальную задачу (см., например, /14-16/) и поэтому в нашей работе не проводится.

Л и т е р а т у р а

1. С.В.Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма. Изд. "Наука", 1965 г.
2. R.A.Tahir-Kheli and D. ter Haar. Phys. Rev., 127,88 (1962).
3. С.В.Тябликов. ФММ 16, 321 (1963).
4. E.Praveczi. Phys. Lett., 6, 147 (1963).
5. H.V.Callen. Phys. Rev., 130, 890 (1963).
6. Е.И.Кондорский, А.С.Пахомов. ДАН СССР 93, 431 (1953).
7. Е.И.Кондорский, А.С.Пахомов. ЖЭТФ 32, 323 (1957).
8. Ю.А.Изюмов. ЖЭТФ 32, 1058 (1957).
9. Ю.А.Изюмов, Е.Н.Яковлев. ФММ, 9, 667 (1960).

10. Ю.П.Ирхин. ЖЭТФ, 50, 379 (1966).
11. Ю.А.Изюмов. ФММ, 8, 3 (1959).
12. В.Г.Вакс, А.И.Ларкин, С.А.Пикин. ЖЭТФ, 51, 361 (1966).
13. Д.Н.Зубарев. УФН, 71, 71 (1960).
14. R.A.Tahir-Kheli and H.V.Callen. Phys.Rev., 135, A679 (1964).
15. Liu S.H. Phys. Rev., 139, A1522 (1965).
16. Tahir-Kheli R.A. Phys. Rev., 159, 439 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел .

11 сентября 1969 года.