ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

P17 - 9932

А.Л.Куземский, В.Ю.Юшанхай

СПЕКТР МАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЧЕТЫРЕХПОДРЕШЕТОЧНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА С АНТИСИММЕТРИЧНЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

1976

P17 - 9932

А.Л.Куземский, В.Ю.Юшанхай

СПЕКТР МАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЧЕТЫРЕХПОДРЕШЕТОЧНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА С АНТИСИММЕТРИЧНЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Направлено в журнал
"Физика твердого тела"

1. В настоящей работе мы продолжим начатое в [1] исследование четырехподрешеточной модели монокристалла гематита ($\alpha - Fe_2O_3$), предложенной недавно Гербертом [2,3]. Гематит является типичным представителем широкого класса антиферромагнетиков /АФМ/, обнаруживающих магнитный фазовый переход "типа смещения", связанный со спиновой реориентацией /СР/, при которой ось легкого намагничивания меняет свое направление при изменении температуры. Эксперименты показывают, что такое поведение присуще целому ряду редкоземельных ортоферритов и хромитов и ряду карбонатов переходных металлов [4,5]. Феноменологическое объяснение СР-фазового перехода в гематите /фазового перехода Морина/ было впервые дано И.Е.Дзялошинским [6] на основе теоретико-группового термодинамического подхода. Было показано, что слабый ферромагнетизм является внутренним свойством указанных антиферромагнетиков со структурой определенного класса симметрии [7-10]. До работ Герберта [2,3] вычисление спектра спиновых волн в гематите основывалось на двухподрешеточной модели [11]. Четырехподрешеточная модель Герберта является микроскопическим обобщением двухподрешеточной модели и позволяет несколько по-иному взглянуть на микроскопический механизм фазового перехода Морина, что важно не только для гематита, но и для всех других слабоферромагнитных веществ. Герберт сделал попытку объяснить фазовый переход Морина за счет нестабильности низколежащих оптических мод /не возникающих в двухподрешеточной модели/, что, по аналогии со структурными фазовыми

переходами, возникающими за счет мягких фононных мод[12] должно приводить к CP-фазовому переходу. Модель Герберта представляет особый интерес для построения последовательной микроскопической теории, позволяющей с единой точки зрения исследовать магнитное поведение гематита и других слабомагнитных веществ со сходной структурой. Однако проведенный в работах[2, 3] анализ четырехподрешеточной модели не полон и страдает рядом неточностей. Кроме того, спин-волновая теория, построенная Гербертом, справедлива только в области низких температур; численные оценки спектра не были проведены.

В настоящей работе с помощью метода двухвременных функций Грина[13,14] низкотемпературная спин-волновая теория Герберта обобщается на случай широкого интервала температур на основе приближения хаотических фаз. Мы также проводили численные оценки полученного спектра при $\vec{k} \to 0$.

2. Будем исходить из модельного гамильтониана Герберта[2], выписанного на основе теоретико-группового рассмотрения:

$$\begin{aligned}
\mathcal{H} = \frac{1}{2}\sum_{ij} & J^{\mu}_{ij}\{\tfrac{1}{2}(S^{\mu+}_i S^{\mu-}_j + S^{\mu-}_i S^{\mu+}_j) + S^{\mu z}_i S^{\mu z}_j\} + \\
& + J^{\gamma}_{ij}\{\tfrac{1}{2}(S^{\gamma+}_i S^{\gamma-}_j + S^{\gamma-}_i S^{\gamma+}_j) + S^{\gamma z}_i S^{\gamma z}_j\} + \\
& + J^{\tau}_{ij}\{\tfrac{1}{2}(S^{\tau+}_i S^{\tau-}_j + S^{\tau-}_i S^{\tau+}_j) + S^{\tau z}_i S^{\tau z}_j\} + \\
& + J^{\nu}_{ij}\{\tfrac{1}{2}(S^{\nu+}_i S^{\nu-}_j + S^{\nu-}_i S^{\nu+}_j) + S^{\nu z}_i S^{\nu z}_j\} + \\
& + K^{\mu}_{ij} S^{\mu z}_i S^{\mu z}_j + K^{\gamma}_{ij} S^{\gamma z}_i S^{\gamma z}_j + \\
& + K^{\tau}_{ij} S^{\tau z}_i S^{\tau z}_j + K^{\nu}_{ij} S^{\nu z}_i S^{\nu z}_j + \\
& + \frac{i}{2} D^{\mu}_{ij}(S^{\mu+}_i S^{\gamma-}_j - S^{\mu-}_i S^{\gamma+}_j) + \\
& + \frac{i}{2} D^{\tau}_{ij}(S^{\tau+}_i S^{\nu-}_j - S^{\tau-}_i S^{\nu+}_j)
\end{aligned} \qquad /1/$$

Гамильтониан /1/ записан в псевдоспиновых переменных, по аналогии с рассмотрением Дзялошинского[6]; индексы μ, γ, τ, ν являются индексами псевдоспиновых подрешеток[2]. Величины J^{ρ}_{ij}, K^{ρ}_{ij}, $D^{\rho'}_{ij}$ - параметры обмена, одноосной анизотропии и антисимметричного обменного взаимодействия, соответственно:

$(S^{\rho\pm} = S^{\rho x} \pm iS^{\rho y}$; $\rho = \mu, \gamma, \tau, \nu$; $\rho' = \mu, \tau)$.

Спектр магнитных возбуждений системы /1/ будет определяться полюсами двухвременных температурных функций Грина $G^{\rho\rho'}_{ij}(t-t') = \langle\langle S^{\rho-}_i(t)|S^{\rho'+}_j(t')\rangle\rangle$[13, 14], уравнения движения для фурье-образов которых будут иметь вид:

$$\omega G^{\rho\rho'}_{ij}(\omega) = \frac{i}{2\pi}\langle[S^{\rho-}_i, S^{\rho'+}_j]\rangle + \langle\langle[S^{\rho-}_i, \mathcal{H}]|S^{\rho'+}_j\rangle\rangle_{\omega}. \qquad /2/$$

При этом, для получения замкнутой системы уравнений мы будем обрывать цепочку /2/, пользуясь приближением случайных фаз /или обобщенным приближением Хартри-Фока[14]/:

$$\langle\langle S^{\gamma z}_i S^{\mu-}_g | S^{\mu+}_j\rangle\rangle_{\omega} = \langle S^{\gamma z}\rangle\langle\langle S^{\mu-}_g | S^{\mu+}_j\rangle\rangle_{\omega}. \qquad /3/$$

Последовательно записывая уравнения /2/ и используя приближение /3/, получим замкнутую систему уравнений для функций Грина $G^{\mu\mu}_{ij}(\omega)$, $G^{\gamma\mu}_{ij}(\omega)$, $G^{\tau\mu}_{ij}(\omega)$, $G^{\nu\mu}_{ij}(\omega)$, которую мы назовем "системой подрешетки μ". Аналогично получим "систему подрешетки γ" из функций Грина $G^{\mu\gamma}_{ij}(\omega)$, $G^{\gamma\gamma}_{ij}(\omega)$, $G^{\tau\gamma}_{ij}(\omega)$ и $G^{\nu\gamma}_{ij}(\omega)$, а также "системы подрешеток τ и ν".

Запишем, для примера, "систему подрешетки μ", переходя к фурье-образам по пространственным переменным $G^{\rho\rho'}_{\vec{k}}(\omega) = N^{-1}\sum_{ij} G^{\rho\rho'}_{ij}(\omega)\exp[i\vec{k}(\vec{R}_i - \vec{R}_j)]$;

$$\begin{cases}
(a^{\mu}_{11} - \omega)G^{\mu\mu}_{\vec{k}}(\omega) + a^{\mu}_{12}G^{\gamma\mu}_{\vec{k}}(\omega) + a^{\mu}_{13}G^{\tau\mu}_{\vec{k}}(\omega) + a^{\mu}_{14}G^{\nu\mu}_{\vec{k}}(\omega) = c^{\mu}_1, \\
a^{\mu}_{21}G^{\mu\mu}_{\vec{k}}(\omega) + (a^{\mu}_{22} - \omega)G^{\gamma\mu}_{\vec{k}}(\omega) + a^{\mu}_{23}G^{\tau\mu}_{\vec{k}}(\omega) + a^{\mu}_{24}G^{\nu\mu}_{\vec{k}}(\omega) = c^{\mu}_2, \\
a^{\mu}_{31}G^{\mu\mu}_{\vec{k}}(\omega) + a^{\mu}_{32}G^{\gamma\mu}_{\vec{k}}(\omega) + (a^{\mu}_{33} - \omega)G^{\tau\mu}_{\vec{k}}(\omega) + a^{\mu}_{34}G^{\nu\mu}_{\vec{k}}(\omega) = c^{\mu}_3, \\
a^{\mu}_{41}G^{\mu\mu}_{\vec{k}}(\omega) + a^{\mu}_{42}G^{\gamma\mu}_{\vec{k}}(\omega) + a^{\mu}_{43}G^{\tau\mu}_{\vec{k}}(\omega) + (a^{\mu}_{44} - \omega)G^{\nu\mu}_{\vec{k}}(\omega) = c^{\mu}_4.
\end{cases} \qquad /4/$$

Коэффициенты a_{ij}^{μ} и c_i^{μ} являются функциями параметров обмена, анизотропии, квазиимпульса $\vec{k}$ и средних $\langle S^{\rho z}\rangle$, $(\rho=\mu,\gamma,\tau,\nu)$. Аналогично записываются и "системы подрешеток γ, τ, ν". Матрица коэффициентов $\{a_{ij}^{\gamma}-\omega\delta_{ij}\}$ "системы подрешетки γ" получается из матрицы коэффициентов $\{a_{ij}^{\mu}-\omega\delta_{ij}\}$ "системы подрешетки μ" путем последовательной перестановки первого и второго столбцов, а затем первой и второй строк. Так же матрица $\{a_{ij}^{\tau}-\omega\delta_{ij}\}$ получается из $\{a_{ij}^{\mu}-\omega\delta_{ij}\}$ путем перестановки первой и третьей строк, а затем первого и третьего столбцов; $\{a_{ij}^{\nu}-\omega\delta_{ij}\}$ получается перестановкой в матрице $\{a_{ij}^{\mu}-\omega\delta_{ij}\}$ первой и четвертой строк и, соответственно, столбцов.

3. Из /4/ следует, что уравнение для полюсов функции Грина $G_{\vec{k}}^{\mu\mu}(\omega)$ является уравнением четвертого порядка и, вообще говоря, имеет четыре различных решения. Поскольку детерминант матрицы не меняется при перестановке строк и столбцов, то

$$\det\{a_{ij}^{\mu}-\omega\delta_{ij}\}=\det\{a_{ij}^{\gamma}-\omega\delta_{ij}\}=\det\{a_{ij}^{\tau}-\omega\delta_{ij}\}=\det\{a_{ij}^{\nu}-\omega\delta_{ij}\},$$

и поэтому достаточно исследовать полюса системы /4/. Следуя работам Герберта /2,3/, будем предполагать, что четыре спин-волновые моды разбиваются на две группы: две моды, которые Герберт называет акустическими, описывают возбуждения в системе спинов $\vec{S}_i^{\mu}$ и $\vec{S}_i^{\gamma}$ и две моды, которые Герберт называет оптическими, описывают возбуждения в системе спинов $\vec{S}_i^{\tau}$ и $\vec{S}_i^{\nu}$, т.е. вслед за Гербертом опустим из рассмотрения функции Грина $G_{\vec{k}}^{\rho\rho'}(\omega)$ и $G_{\vec{k}}^{\rho'\rho}(\omega)$, где $\rho=\mu,\gamma$ и $\rho'=\tau,\nu$. Такое предположение естественно вытекает из теоретико-группового анализа Герберта /2,3/, который дает следующие представления для псевдоспинов: $\vec{S}_i^{\mu}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{S}_i^{\alpha}-\vec{S}_i^{\beta})$

и $\vec{S}_i^{\gamma}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{S}_i^{\alpha}+\vec{S}_i^{\beta})$; $\vec{S}_i^{\tau}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{S}_i^{\theta}-\vec{S}_i^{\phi})$ и $\vec{S}_i^{\nu}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{S}_i^{\theta}+\vec{S}_i^{\phi})$,

где $\vec{S}_i^{\alpha}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{S}_i^{a}+\vec{S}_i^{d})$, $\vec{S}_i^{\beta}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{S}_i^{b}+\vec{S}_i^{c})$, $\vec{S}_i^{\theta}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{S}_i^{a}-\vec{S}_i^{d})$,

$\vec{S}_i^{\phi}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{S}_i^{b}-\vec{S}_i^{c})$; a, b, c, d - индексы спиновых подрешеток. При этом из /4/ получим:

$$\begin{cases}(a_{11}^{\mu}-\omega)\,G_{\vec{k}}^{\mu\mu}(\omega)+a_{12}^{\mu}G_{\vec{k}}^{\gamma\mu}(\omega)=c_1^{\mu}, \\ a_{21}^{\mu}G_{\vec{k}}^{\mu\mu}(\omega)+(a_{22}^{\mu}-\omega)\,G_{\vec{k}}^{\gamma\mu}(\omega)=c_2^{\mu}.\end{cases} \qquad /5/$$

Коэффициенты a_{ij}^{μ} и c_i^{μ} выписаны в Приложенни. Решение системы /5/ имеет вид

$$E_{1,2}^{\mu\gamma}(\vec{k})=\frac{1}{2}\{(a_{11}^{\mu}+a_{22}^{\mu})\pm\sqrt{(a_{11}^{\mu}+a_{22}^{\mu})^2-4(a_{11}^{\mu}a_{22}^{\mu}-a_{12}^{\mu}a_{21}^{\mu})}\}. \qquad /6/$$

Аналогично найдем спектр возбуждений (S_i^{τ},S_i^{ν}) -системы:

$$E_{1,2}^{\tau\nu}(\vec{k})=\frac{1}{2}\{(a_{33}^{\mu}+a_{44}^{\mu})\pm\sqrt{(a_{33}^{\mu}+a_{44}^{\mu})^2-4(a_{33}^{\mu}a_{44}^{\mu}-a_{34}^{\mu}a_{43}^{\mu})}\}. \qquad /7/$$

4. Оценим численно значения спектров $E_{1,2}^{\mu\gamma}$ и $E_{1,2}^{\tau\nu}$ в точке $\vec{k}=0$ и при $T\to 0°K$. Получим из /6/ и /7/:

$$(E_{1,2}^{\mu\gamma}(k=0))^2=-s^2K_0^{\mu}(J_0^{\gamma}-J_0^{\mu})+s^2(K_0^{\mu})^2-\frac{1}{4}s^2(D_0^{\mu})^2, \qquad /8/$$

$$(E_{1,2}^{\tau\nu}(k=0))^2=s^2(J_0^{\tau}-J_0^{\mu})(J_0^{\nu}-J_0^{\mu})-s^2K_0^{\mu}(J_0^{\tau}+J_0^{\nu}-2J_0^{\mu})+ + s^2(K_0^{\mu})^2-\frac{1}{4}s^2(D_0^{\tau})^2, \qquad /9/$$

$$J_0^{\rho}=\sum_g J_{ig}^{\rho};\ K_0^{\rho}=\sum_g K_{ig}^{\rho};\ D_0^{\rho'}=\sum_g D_{ig}^{\rho'};\ (\rho=\mu,\gamma,\tau,\nu;\ \rho'=\mu,\tau). \qquad /10/$$

Здесь s - спин иона Fe^{3+} $(s=\frac{5}{2})$. Таким образом, соотношения /8/ и /9/ показывают, что название мод $E^{\mu\gamma}_{1,2}(\vec{k})$ акустическими, а $E^{\tau\nu}_{1,2}(\vec{k})$ - оптическими, обосновано. Выражения /8/ и /9/ совпадают с выражениями для акустических и оптических мод, вычисленных Гербертом в рамках метода ПВК.

Для того чтобы найти оценку выражений /8/ и /9/, необходимо связать параметры J^{ρ}_{ig} и K^{ρ}_{ig}, D^{ρ}_{ig} с параметрами $J^{\chi\chi'}_{ig}$ и $K^{\chi\chi'}_{ig}$, $D^{\chi\chi'}_{ig}$ $(\chi,\chi'=a,b,c,d)$. Обменная часть спинового гамильтониана $\mathcal{H}^{ex}=\frac{1}{2}\sum J^{\chi\chi'}_{ij}\vec{S}^{\chi}_{i}\vec{S}^{\chi'}_{j}$ в псевдоспиновых переменных в теории Герберта[2,3] записывается в виде:

$$\mathcal{H}^{ex}_{ps}=\frac{1}{2}\sum_{ij}\{J^{\mu}_{ij}\vec{S}^{\mu}_{i}\vec{S}^{\mu}_{j}+J^{\gamma}_{ij}\vec{S}^{\gamma}_{i}\vec{S}^{\gamma}_{j}+J^{\tau}_{ij}\vec{S}^{\tau}_{i}\vec{S}^{\tau}_{j}+J^{\nu}_{ij}\vec{S}^{\nu}_{i}\vec{S}^{\nu}_{j}\}. \qquad /11/$$

Выражая псевдоспины через обычные спины

$$\vec{S}^{\mu}_{i}=\frac{1}{2}(\vec{S}^{a}_{i}-\vec{S}^{b}_{i}-\vec{S}^{c}_{i}+\vec{S}^{d}_{i}),$$

$$\vec{S}^{\gamma}_{i}=\frac{1}{2}(\vec{S}^{a}_{i}+\vec{S}^{b}_{i}+\vec{S}^{c}_{i}+\vec{S}^{d}_{i}),$$

$$\vec{S}^{\tau}_{i}=\frac{1}{2}(\vec{S}^{a}_{i}-\vec{S}^{b}_{i}+\vec{S}^{c}_{i}-\vec{S}^{d}_{i}),$$

$$\vec{S}^{\nu}_{i}=\frac{1}{2}(\vec{S}^{a}_{i}+\vec{S}^{b}_{i}-\vec{S}^{c}_{i}-\vec{S}^{d}_{i})$$

и сравнивая выражения для $\mathcal{H}^{ex}$ и $\mathcal{H}^{ex}_{ps}$, получим /для краткости опустим индексы (ij) /:

$$J^{\mu}=\frac{1}{4}(J^{aa}+J^{bb}+J^{cc}+J^{dd}-J^{ab}-J^{ac}+J^{ad}-J^{ba}+J^{bc}-J^{bd}-J^{ca}+J^{cb}-J^{cd}+J^{da}-J^{db}-J^{dc}), \qquad /12/$$

$$J^{\gamma}=\frac{1}{4}(J^{aa}+J^{bb}+J^{cc}+J^{dd}+J^{ab}+J^{ac}+J^{ad}+J^{ba}+J^{bc}+J^{bd}+J^{ca}+J^{cb}+J^{cd}+J^{da}+J^{db}+J^{dc}), \qquad /13/$$

$$J^{\tau}=\frac{1}{4}(J^{aa}+J^{bb}+J^{cc}+J^{dd}-J^{ab}+J^{ac}-J^{ad}-J^{ba}-J^{bc}+J^{bd}+J^{ca}-J^{cb}-J^{cd}-J^{da}+J^{db}-J^{dc}), \qquad /14/$$

$$J^{\nu}=\frac{1}{4}(J^{aa}+J^{bb}+J^{cc}+J^{dd}+J^{ab}-J^{ac}-J^{ad}+J^{ba}-J^{bc}-J^{bd}-J^{ca}-J^{cb}+J^{cd}-J^{da}-J^{db}+J^{dc}). \qquad /15/$$

Суммируя в /10/ по двенадцати ближайшим соседям, будем иметь:

$$\begin{aligned}
J^{\mu}_{0}&=-J_{1}+3J_{2}-3J_{3}-6J_{4},\\
J^{\gamma}_{0}&=J_{1}+3J_{2}+3J_{3}+6J_{4},\\
J^{\tau}_{0}&=-J_{1}-3J_{2}-3J_{3}+6J_{4},\\
J^{\nu}_{0}&=J_{1}-3J_{2}+3J_{3}-6J_{4},\\
J_{1}&=J^{ab}_{ii}=J^{cd}_{ii};\quad J_{2}=J^{ad}_{il}=J^{bc}_{ij}=J^{cb}_{in}=J^{da}_{im};\\
J_{3}&=J^{ab}_{ij}=J^{dc}_{in}=J^{cd}_{ij}=J^{ba}_{in};\\
J_{4}&=J^{ac}_{ij}=J^{bd}_{il}=J^{ca}_{im}=J^{ac}_{il}=J^{bd}_{ij}=J^{db}_{im}=J^{ca}_{in}=J^{db}_{in}
\end{aligned} \qquad /16/$$

- четыре независимых параметра обмена между ближайшими соседями, введенные в работе Самуэльсена и Ширане[15]. Для этих величин в работе[15], в которой был измерен спектр спин-волновых возбуждений в гематите, даны следующие оценки:

$$\begin{aligned}
J_{1}&=-6{,}0\pm1{,}6\ \text{K}; & J_{2}&=-1{,}6\pm0{,}6\ \text{K};\\
J_{3}&=29{,}7\pm2{,}0\ \text{K}; & J_{4}&=23{,}2\pm1{,}0\ \text{K}.
\end{aligned} \qquad /17/$$

Оценки эти были получены путем подгонки экспериментальных данных к теоретическим выражениями для спектра свободных спиновых волн. Используя /16/ и /17/, получим оценки для величин /8/ и /9/:

$$E_{1,2}^{\tau\nu}(k=0) \approx 500 \;\; \text{K};$$
$$E_{1,2}^{\mu\gamma}(k=0) \approx \sqrt{K_0 J_0} \;. \qquad /18/$$

В работе Самуэльсена и Ширане [15] с помощью неупругого рассеяния нейтронов была впервые измерена оптическая ветвь спиновых волн со слабой дисперсией во всей зоне Бриллюэна с энергией около 1125 К в центре зоны. Учитывая то обстоятельство, что экспериментальные значения величин J_1, J_2, J_3, J_4, приведенные в работе [15], носят оценочный характер и не могут считаться твердо установленными, можно считать оценку /18/ разумной по порядку величины. Важно отметить, что в работе [15] не было замечено тенденции к какому-либо значительному изменению энергии оптических мод при подходе к точке Морина. Причины этого обстоятельства мы обсудим в следующей работе при анализе взаимодействия между магнонами.

В заключение выражаем благодарность Г.К.Чепурных, А.Холасу, Н.М.Плакиде и В.В.Нитцу за полезные обсуждения.

Приложение

$$a_{11}^{\mu} = -\frac{1}{2}\langle S^{\gamma z}\rangle (J_{\vec{k}}^{\mu} - J_0^{\gamma} - K_0^{\gamma}) - \frac{i}{4}\langle S^{\gamma z}\rangle D_{\vec{k}}^{\mu} \;;$$

$$a_{12}^{\mu} = -\frac{1}{2}\langle S^{\mu z}\rangle (J_{\vec{k}}^{\gamma} - J_0^{\mu} - K_0^{\mu}) - \frac{i}{4}\langle S^{\gamma z}\rangle D_{\vec{k}}^{\mu} \;;$$

$$a_{21}^{\mu} = -\frac{1}{2}\langle S^{\mu z}\rangle (J_{\vec{k}}^{\mu} - J_0^{\mu} - K_0^{\mu}) - \frac{i}{4}\langle S^{\gamma z}\rangle D_{\vec{k}}^{\mu} \;;$$

$$a_{22}^{\mu} = -\frac{1}{2}\langle S^{\gamma z}\rangle (J_{\vec{k}}^{\gamma} - J_0^{\gamma} - K_0^{\gamma}) - \frac{i}{4}\langle S^{\mu z}\rangle D_{\vec{k}}^{\mu} \;;$$

$$a_{33}^{\mu} = -\frac{1}{2}\langle S^{\gamma z}\rangle (J_{\vec{k}}^{\tau} - J_0^{\gamma} - K_0^{\gamma}) - \frac{i}{4}\langle S^{\mu z}\rangle D_{\vec{k}}^{\tau};$$

$$a_{34}^{\mu} = -\frac{1}{2}\langle S^{\mu z}\rangle (J_{\vec{k}}^{\nu} - J_0^{\mu} - K_0^{\mu}) - \frac{i}{4}\langle S^{\gamma z}\rangle D_{\vec{k}}^{\tau};$$

$$a_{43}^{\mu} = -\frac{1}{2}\langle S^{\mu z}\rangle (J_{\vec{k}}^{\tau} - J_0^{\mu} - K_0^{\mu}) - \frac{i}{4}\langle S^{\gamma z}\rangle D_{\vec{k}}^{\tau};$$

$$a_{44}^{\mu} = -\frac{1}{2}\langle S^{\gamma z}\rangle (J_{\vec{k}}^{\nu} - J_0^{\gamma} - K_0^{\gamma}) - \frac{i}{4}\langle S^{\mu z}\rangle D_{\vec{k}}^{\tau};$$

$$c_1^{\mu} = \frac{i}{2\pi N}\langle S^{\gamma z}\rangle \;; \qquad c_2^{\mu} = \frac{i}{2\pi N}\langle S^{\mu z}\rangle \,.$$

Литература

1. *Е.А.Ткаченко, А.Л.Куземский. ФТТ, 16, 3082 /1974/.*
2. D.C.Herbert. J.Phys., C2, 1606, 1614, 1969.
3. D.C.Herbert. J.Phys., C3, 891, 1970.
4. *С.В.Вонсовский. Магнетизм, "Наука", М., 1971.*
5. *А.С.Боровик-Романов. Антиферромагнетизм и ферриты. Итоги науки. Вып. 4, Изд. АН СССР, М., 1962.*
6. *И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 32, 1547 /1957/.*
7. *С.В.Миронов, Е.Г.Рудашевский, Р.А.Восканян. Тр. ФИАН, 67, 103, 1973.*
8. *Г.К.Чепурных. ФТТ, 15, 3125 /1973/; 17, 2335 /1975/.*
9. *В.В.Нитц. ФТТ, 16, 213 /1974/.*
10. *М.Баланда, В.В.Нитц. ОИЯИ, Р14-7974; Р14-7988, Дубна, 1974.*
11. *Е.А.Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Изд. АН СССР, М., 1963.*
12. H.Gränicher, K.A.Müller. Materials Research Bulletin. 6,977, 1971.
13. *Н.Н.Боголюбов, С.В.Тябликов. ДАН СССР, 126, 53 /1959/.*
14. *С.В.Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма. М., "Наука", 1975.*
15. E.J.Samuelsen, G.Shirane. Phys. Stat. Sol., 42, 241, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июля 1976 года.