СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 8017

Б.Вестваньски, И.Л.Бухбиндер

ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОЙ И ДВУХОСНОЙ АНИЗОТРОПИЙ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМ С БИКВАДРАТНЫМ ОБМЕНОМ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 8017

Б.Вестваньски, И.Л.Бухбиндер

ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОЙ И ДВУХОСНОЙ АНИЗОТРОПИЙ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМ С БИКВАДРАТНЫМ ОБМЕНОМ

I. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что существуют вещества, магнитные свойства которых не описываются моделью Гейзенберга. В частности, для объяснения процессов магнитного упорядочения в некоторых редкоземельных сплавах было предположено, что гамильтониан системы содержит помимо обменного взаимодействия Гейзенберга еще и биквадратное обменное взаимодействие /I-3/. Многочисленные исследования этой модели показали, что она допускает новые магнитные структуры /4-II/. Например, изотропная модель Гейзенберга с биквадратным обменом допускает при определенном соотношении между параметрами обменного и биквадратного взаимодействий так называемое квадрупольное упорядочение, когда $\langle S^z\rangle = 0$ и $\langle (S^z)^2\rangle - 2/3 \neq 0$ (см., например, /9-II/). Выяснено, что переход из упорядоченного в неупорядоченное состояние может быть как первого, так и второго рода (см. работу /9/). Значительный интерес представляет спектр элементарных возбуждений в рассматриваемой модели. В работах /II, I4/ использовалось бозевское приближение для операторов спина (представление Ранха-Этерса /I3/) и вычислен спектр спиновых волн при $T=0$. В работе /II/ обосновывается также устойчивость получившихся магнитных структур. В работе /I2/ используется другое бозевское представление и вычисляется спектр и затухание элементарных возбуждений при $T=0$. Более общий подход для вычисления спектра элементарных возбуждений при $T=0$ был предложен в работе /I5/ на основе теоретико-группового изучения свойств симметрии гамильтониана системы.

В работе /16/ для вычисления спектра возбуждений использовалась специальная диаграммная техника /17/, точно учитывающая коммутационные соотношения для операторов спина. Здесь получен спектр элементарных возбуждений, справедливый при температурах $T \neq 0$. В работах /12,15,16/ показано, что, помимо обычных спиновых волн, когда $|\Delta S^z| = 1$, рассматриваемая модель допускает новый тип элементарных возбуждений $(|\Delta S^z| = 2)$, обусловленный только биквадратным взаимодействием. Одноионная анизотропия оказывает существенное влияние на магнитные свойства веществ, в частности, на спектр элементарных возбуждений (см., напр., /17-20/).

Настоящая работа посвящена рассмотрению влияния одноосной и двухосной анизотропий на упорядочение и элементарные возбуждения в модели Гейзенберга с биквадратным обменом.

2. ВЫДЕЛЕНИЕ САМОСОГЛАСОВАННОГО ПОЛЯ

Рассмотрим систему спинов $S = 1$, расположенных в узлах решётки с гамильтонианом

$$\mathcal{H} = -\sum_i \{ h S_i^z + D S_i^{z^2} + \tfrac{1}{2} E (S_i^{-^2} + S_i^{+^2}) \} - \tfrac{1}{2} \sum_{i \neq j} \{ J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j + K_{ij} (\vec{S}_i \vec{S}_j)^2 \} . \tag{1}$$

Здесь h - напряженность внешнего магнитного поля, D и E - параметры одноосной и двухосной анизотропий, соответственно, J_{ij} и K_{ij} - параметры обменного и биквадратного взаимодействий.

Выделим из гамильтониана (I) часть, описывающую рассматриваемую систему в приближении самосогласованного поля. Гамильтониан (I) обладает тем свойством, что средние значения $\langle S^z \rangle = m_z$, $\langle (S^z)^2 \rangle - 2/3 = q_0$, $\langle (S^-)^2 + (S^+)^2 \rangle = q_2$ не равны нулю. По этой причине выберем аппроксимирующий гамильтониан (гамильтониан системы в приближении самосогласованного поля) так, чтобы указанное выше свойство сохранялось. Таким образом, выделяя среднее поле как функцию m_z, q_0, q_2, запишем гамильтониан системы (I) в виде

$$\mathcal{H} = C' + \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}' ;$$

$$C' = N\left\{ \tfrac{3}{2} I \left(q_0 + \tfrac{2}{3}\right)^2 + \tfrac{1}{2}\alpha I m_z^2 + \tfrac{1}{8} I q_2^2 \right\}, \tag{2}$$

$$\mathcal{H}_0 = -\sum_i \left\{ \bar{h} S_i^z + \bar{D} (S_i^z)^2 + \tfrac{1}{2}\bar{E}\left((S_i^-)^2 + (S_i^+)^2 \right) \right\}, \tag{3}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{H}' = -\tfrac{1}{2}\sum_{i \neq j} \Big\{ & \tfrac{3}{2} K_{ij} \widehat{(S_i^z)^2}\, \widehat{(S_j^z)^2} + \left(J_{ij} - \tfrac{1}{2}K_{ij}\right) \hat{S}_i^z \hat{S}_j^z + \tfrac{1}{2} K_{ij} \widehat{(S_i^-)^2}\, \widehat{(S_j^+)^2} \\ & + J_{ij}\left[S_i^- S_i^z (S_j^- S_j^z)^+ + (-S_i^z S_i^-)(-S_j^z S_j^-)^+ \right] \\ & + (J_{ij} - K_{ij})\left[S_i^- S_i^z (-S_j^z S_j^+)^+ + (-S_i^z S_i^-)(S_j^- S_j^z)^+ \right] \Big\}.\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь N - полное число спинов, $I = \frac{1}{2}\sum_i K_{ij}$, $(\alpha + 1) I = \sum_i J_{ij}$.

$$\begin{aligned} \bar{h} &= h + \alpha I m_z \\ \bar{D} &= D + 3 I q_0 \\ \bar{E} &= E + \tfrac{1}{2} I q_2 , \qquad \hat{A} = A - \langle A \rangle . \end{aligned} \tag{5}$$

Гамильтониан $\mathcal{H}_0$ (3) представляет собой гамильтониан рассматриваемой системы в нулевом приближении самосогласованного поля.

Средние значения m_1 , q_o , q_2 выбираются из условия минимума свободной энергии системы.

Для простоты вычислений удобно диагонализировать гамильтониан $\mathcal{H}_o$ так, чтобы исключить члены с двухосной анизотропией. Процедура диагонализации описана в работе /I7/. После диагонализации гамильтониан (I) имеет вид

$$H = C' + H_o + V ; \tag{6}$$

$$H_o = \sum_i H_{oi} ;$$

$$H_{oi} = -\Delta Q_i^{13} - \bar{h} Q_i^{\bar{13}} ; \quad \Delta^2 = \bar{h}^2 + \bar{E}^2 ; \tag{7}$$

$$V = -\sum_{i \neq j} V^{+-}_{\kappa\delta,\mu\nu}(i,j) I_i^{\mu\nu} \overset{+}{I}{}_j^{\kappa\delta} \tag{8}$$

$$\{\kappa\delta,\mu\nu\} = \{12, 23, \overset{+}{12}, \overset{+}{23}, 13, \overset{+}{13}, 1, 2\}$$

$I^1 = \hat{Q}^{13}$, $I^2 = \hat{Q}^{\bar{13}}$, $I^{13} = \hat{S}^{13}$, $I^{\mu\nu} = S^{\mu\nu} (\mu\nu = 12, 23)$.

Операторы Q^{13} , $Q^{\bar{13}}$, S^{13}, S^{12}, S^{23} есть операторы S^z , S^{z^2} , S^{-^2} , $S^- S^z$, $- S^z S^-$ в новом представлении. Фурье-образ матрицы коэффициентов $V^{+-}(\vec{k})$ имеет вид */:

$$V^{+-}(\vec{k}) = \begin{bmatrix} V_1^{+-} & 0 \\ 0 & V_2^{+-} \end{bmatrix} (\vec{k})$$

$$V_1^{+-}(\vec{k}) = \begin{bmatrix} A & C & B & 0 \\ C & A & 0 & -B \\ B & 0 & A & C \\ 0 & -B & C & A \end{bmatrix} \qquad V_2^{+-}(\vec{k}) = \begin{bmatrix} V_1 & V_2 & V_3 & 0 \\ V_2 & V_1 & V_3 & 0 \\ V_3 & V_3 & V_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & V_5 \end{bmatrix} \tag{9}$$

---

*/ В работе /I7/ взаимодействие V^{+-} было записано в несимметричном виде и содержало операторы $\hat{A} = A - \langle A \rangle_o$.

$$A = \frac{1}{2} J_R = V^{+-}_{12,12} = V^{+-}_{\bar{12},\bar{12}} = V^{+-}_{23,23} = V^{+-}_{\bar{23},\bar{23}} \,,$$
$$B = (J_R - K_R)\bar{E}/2\Delta = V^{+-}_{12,\bar{12}} = V^{+-}_{\bar{12},12} = -V^{+-}_{23,\bar{23}} = -V^{+-}_{\bar{23},23} \,,$$
$$C = (J_R - K_R)\bar{h}/2\Delta = V^{+-}_{12,23} = V^{+-}_{23,12} = V^{+-}_{\bar{12},\bar{23}} = V^{+-}_{\bar{23},\bar{12}} \,,$$
$$V_1 = \frac{1}{4}\left[K_R + (J_R - K_R)(\bar{E}/\Delta)^2\right] = V^{+-}_{13,13} = V^{+-}_{\bar{13},\bar{13}} \,,$$
$$V_2 = (J_R - K_R)(\bar{E}/2\Delta)^2 = V^{+-}_{\bar{13},13} = V^{+-}_{13,\bar{13}} \,, \tag{10}$$
$$V_3 = -(J_R - K_R)\bar{E}\bar{h}/2\Delta^2 = V^{+-}_{1,13} = V^{+-}_{\bar{13},1} = V^{+-}_{1,\bar{13}} = V^{+-}_{13,1} \,,$$
$$V_4 = (J_R - \tfrac{1}{2}K_R) - (J_R - K_R)(\bar{E}/\Delta)^2 = V^{+-}_{1,1}$$
$$V_5 = \frac{3}{2} K_R = V^{+-}_{2,2} \,.$$

Связь между интересующими нас операторами в старом и новом представлениях имеет вид/17/:

$$S^z = Q^{13}\bar{h}/\Delta - (S^{13} + S^{+13})\bar{E}/2\Delta$$
$$S^{2}_{-} + S^{2}_{+} = Q^{13}\, 2\bar{E}/\Delta + (S^{13} + S^{+13})\bar{h}/\Delta \tag{11}$$
$$S^{2}_{z} = Q^{\bar{13}} \,.$$

Отсюда после усреднения в нулевом приближении самосогласованного поля $(V = 0)$ получаем уравнения для параметров:

$$m_z = \frac{\bar{h}}{\Delta}\,\frac{2\exp(\beta\bar{D})\operatorname{sh}\beta\Delta}{1 + 2\exp(\beta\bar{D})\operatorname{ch}\beta\Delta} \,,$$
$$q_2 = \frac{\bar{E}}{\Delta}\,\frac{4\exp(\beta\bar{D})\operatorname{sh}\beta\Delta}{1 + 2\exp(\beta\bar{D})\operatorname{ch}\beta\Delta} \,, \tag{12}$$
$$q_0 = \frac{1}{3} - \frac{1}{1 + 2\exp(\beta\bar{D})\operatorname{ch}\beta\Delta} \,.$$

Первое и второе уравнения связаны соотношением

$$\bar{h} q_2 = 2\bar{E} m_z . \qquad (13)$$

Уравнения (12) представляют собой систему самосогласованных уравнений для определения параметров m_z, q_2, q_0. При $h = D = E = 0$ система уравнений (12) переходит в систему уравнений для параметров порядка работы /9/.

3. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ПАРАМЕТРОВ ПОРЯДКА ПРИ $T = 0$

Система уравнений (12) при $E = D = h = 0$ анализировалась в работе /9/. Там было показано, что при $\alpha \neq 1$ из двух параметров m_z и q_2 один обязательно равен нулю и можно всегда выбрать систему координат, где только m_z и q_0 не равны нулю.

Рассмотрим случай, когда $h = D = 0$, а $E \neq 0$. Из условия (13) получаем:

$$m_z \left[(\alpha - 1) I q_2 - 2E \right] = 0 . \qquad (14)$$

Отсюда вытекают следующие возможности:

1. $q_2 \neq \frac{2E}{(\alpha-1)I}$, $m_z = 0$, $\alpha \neq 1$

2. $q_2 = \frac{2E}{(\alpha-1)I}$, $m_z \neq 0$

$q_2 = \frac{2E}{(\alpha-1)I}$, $m_z = 0$.

В первом случае при $T = 0$ получаются следующие решения системы (12):

$$1a.\quad m_z = 0\ ,\quad q_2 = 2\ ,\quad q_0 = \frac{4}{3} \tag{15а}$$

$$1b.\quad m_z = 0\ ,\quad q_2 = 0\ ,\quad q_0 = -\frac{2}{3}\ . \tag{15б}$$

Однако решению 1б соответствует бо́льшее значение энергии системы E':

$$E' = -\frac{NI}{2}\left\{\alpha m_z^2 + 3q_0^2 + \frac{1}{4}q_2^2 + \frac{E}{I}q_2\right\}\ . \tag{16}$$

Поэтому используется только решение Iа, которое совпадает с результатом работы /9/. Во втором случае также есть два решения:

$$2a.\quad m_z = \left[1 - \frac{E^2}{(\alpha-1)^2 I^2}\right]^{\frac{1}{2}}\ ,\quad q_2 = \frac{2E}{(\alpha-1)I}\ ,\quad q_0 = \frac{1}{3}\ ; \tag{17а}$$

$$2b.\quad m_z = 0\ ,\quad q_2 = \frac{2E}{(\alpha-1)I}\ ,\quad q_0 = -\frac{2}{3}\ . \tag{17б}$$

В зависимости от величины параметра α каждое из этих решений может соответствовать минимуму энергии (I6). Критическое значение параметра α удовлетворяет уравнению третьей степени. Для малых значений $\frac{E}{I}$ получаем, что при

$\alpha > 1 + \left(\frac{E}{I}\right)^{2/3}$ реализуется решение 2а, а ;

при $\alpha < 1 + \left(\frac{E}{I}\right)^{2/3}$ реализуется решение 2б.

Следует подчеркнуть, что во всех случаях параметры m_z и q_2 не независимы, а связаны условием (I3). Решение 2а является аналогом магнитной фазы при учёте двухосной анизотропии, а решение 2б - аналогом квадрупольной фазы.

4. СПЕКТР ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

При вычислении спектра элементарных возбуждений мы будем использовать диаграмную технику для функций Грина, построенных из спиновых операторов /17/. Эта техника основывается на обобщенной теореме Вика /21/. Детальное описание диаграмной техники для операторов коммутатор или антикоммутатор, которых не с-число приведено в работах /22/.

В представлении, в котором гамильтониан (7) диагонален, введем функции Грина

$$G^{-+}_{\gamma\delta,\mu\nu}(\tau-\tau';i-j) = \langle T\, I_i^{\gamma\delta}(\tau)\, I_j^{\mu\nu}(\tau')\rangle. \qquad (18)$$

Структура оператора возмущения V (8) разбивает полную систему функций Грина на две подсистемы. Первая подсистема функций Грина G_1^{-+} связана с оператором возмущения $V_1^{+-}(\vec{k})$ и состоит из операторов, меняющих магнитное квантовое число на единицу. Вторая подсистема функций Грина G_2^{-+} связана с оператором возмущения $V_2^{+-}(\vec{k})$ (9) и состоит из операторов, меняющих магнитное квантовое число на двойку, и диагональных операторов.

$$G^{-+}(\vec{k},i\omega_n) = \begin{bmatrix} G_1^{-+} & 0 \\ 0 & G_2^{-+} \end{bmatrix} (\vec{k},i\omega_n)\ ; \qquad (19)$$

$$G_1^{-+} = \| G^{-+}_{\gamma\delta,\mu\nu} \|\ , \quad \{\gamma\delta,\mu\nu\} = \{12, 23, \overset{+}{12}, \overset{+}{23}\}$$

$$G_2^{-+} = \| G^{-+}_{\delta\delta,\mu\nu} \|, \quad \{\delta\delta,\mu\nu\} = \{13, \overset{+}{13}, 1, 2\}.$$

Точное выражение для функции Грина (18) имеет следующий матричный вид:

$$G^{-+}(\vec{k},i\omega_n) = [1 - \Sigma^{-+}(\vec{k},i\omega_n)V^{+-}(\vec{k})]^{-1}\Sigma^{-+}(\vec{k},i\omega_n). \qquad (20)$$

В выражении (20) Σ^{-+} представляет собой неприводимую поляризационную часть функции Грина G^{-+} (19). Спектр элементарных возбуждений определяется полюсами аналитического продолжения $i\omega_n \to \omega$ матрицы функций Грина (19) и находится из условия

$$\det\left[1 - \Sigma^{-+}(\vec{k}, i\omega_n)\, V^{+-}(\vec{k})\right] = 0 . \tag{21}$$

Матрицы Σ^{-+} вычислим в нулевом приближении самосогласованного поля. Это приближение означает первое приближение по $\frac{1}{z}$ (z - число спинов, взаимодействующих с данным спином) для функции Грина.

Рассмотрим вычисление функции G_1^{-+}. Соответствующая матрица $\overset{o}{\Sigma}{}_1^{-+}$ диагональна и имеет следующие отличные от нуля элементы:

$$\overset{o}{\Sigma}{}^{-+}_{12,12} = (12) \xrightarrow{12} (\overline{12}) = \left(\overset{o}{\Sigma}{}^{-+}_{\bar{12},\bar{12}}\right)^{*} = \langle Q^{12}\rangle_0 \left(i\omega_n + H_0'^{12}\right)^{-1}$$

$$\overset{o}{\Sigma}{}^{-+}_{23,23} = (23) \xrightarrow{23} (\overline{23}) = \langle Q^{23}\rangle_0 \left(i\omega_n + H_0'^{23}\right)^{-1} = \left(\overset{o}{\Sigma}{}^{-+}_{\bar{23},\bar{23}}\right)^{*}, \tag{22}$$

где

$$Q^{12} = Q^{13} + 3Q^{\bar{13}} - 2$$

$$Q^{23} = Q^{13} - 3Q^{\bar{13}} + 2 .$$

$\langle A\rangle_0$ - среднее по системе с гамильтонианом H_0 (7). Аналогично находили матрицу $\overset{o}{\Sigma}{}_2^{-+}$ для функции G_2^{-+}. Отличные от нуля элементы матрицы $\overset{o}{\Sigma}{}_2^{-+}$ имеют следующий вид:

$$\overset{o}{\Sigma}{}^{-+}_{13,13} = (13) \xrightarrow{13} (\overline{13}) = \left(\overset{o}{\Sigma}{}^{-+}_{\bar{13},\bar{13}}\right)^{*} = 4\langle Q^{13}\rangle_0 \left(i\omega_n + H_0'^{13}\right)^{-1}$$

$$\overset{o}{\Sigma}{}^{-+}_{1,1} = (1) \text{---} (1) = \delta_{n,0}\, \beta\, D^{13} \langle Q^{\bar{13}}\rangle_0$$

$$\overset{o}{\Sigma}{}^{-+}_{2,2} = ② — ② = \delta_{n,0}\,\beta\, D^{\bar{1}\bar{3}}\langle Q^{\bar{1}\bar{3}}\rangle_0$$

$$\overset{o}{\Sigma}{}^{-+}_{1,2} = ① — ② = \overset{o}{\Sigma}{}^{-+}_{2,1} = \delta_{n,0}\,\beta\, D^{13}\langle Q^{\bar{1}\bar{3}}\rangle_0 . \qquad (23)$$

Выражения для операторов $D^{\mu\nu}$ и величин $H_0'^{\mu\nu}$ определены в работе /17/ и имеют вид

$$D^{13} = \frac{\partial}{\partial(\beta\Delta)}, \quad D^{\bar{1}\bar{3}} = \frac{\partial}{\partial(\beta\bar{D})} .$$

$$H_0'^{\mu\nu} = H_0'^{\nu} - H_0'^{\mu} \; ; \quad \mu, \nu = 1, 2, 3 \; ;$$

Здесь $H_0'^{\mu}$ - энергетические уровни одночастичного гамильтониана H_{oi} (7):

$$H_0'^{1} = -(\Delta + \bar{D}) \, , \; H_0'^{2} = 0 \, , \quad H_0'^{3} = \Delta - \bar{D} .$$

Используя выражения для матрицы Σ^{-+}(22,23), находим выражения для спектра элементарных возбуждений из условия (21). Первая подсистема функций Грина дает две ветви спиновых волн:

$$\omega^2_{1,2}(\vec{k}) = \{ \mathcal{E}^2_1(\vec{k}) + \mathcal{E}^2_2(\vec{k}) - [b(J_{\vec{k}} - K_{\vec{k}})\bar{E}/\Delta]^2 \pm \delta_{\vec{k}} \}/2 \; ;$$

$$\mathcal{E}_{1,2}(\vec{k}) = \Delta - bJ_{\vec{k}}/2 \pm \gamma_{\vec{k}} \; ; \quad \gamma^2_{\vec{k}} = \bar{D}^2 + (bJ_{\vec{k}}/2)^2 - \bar{D}J_{\vec{k}}\lambda$$

$$- (J_{\vec{k}} - K_{\vec{k}}/2)K_{\vec{k}}(b^2 - \lambda^2)/2 \; ; \quad \delta^2_{\vec{k}} = [\mathcal{E}^2_1(\vec{k}) - \mathcal{E}^2_2(\vec{k})]^2 \qquad (24)$$

$$-2[b(J_{\vec{k}} - K_{\vec{k}})\bar{E}/\Delta]^2[\mathcal{E}^2_1(\vec{k}) + \mathcal{E}^2_2(\vec{k}) - 2(\Delta\lambda/b - \bar{D})^2]$$

$$+ [b(J_{\vec{k}} - K_{\vec{k}})\bar{E}/\Delta]^4 .$$

Вторая подсистема функций Грина дает ещё одну ветвь элементарных возбуждений:

$$\omega_3^2(\vec{k}) = 4\Delta\{\Delta - b[(1+K_{\vec{k}}/2\Delta)(J_{\vec{k}} - K_{\vec{k}})(\bar{E}/\Delta)^2 + K_{\vec{k}}(1+K_{\vec{k}}/4\Delta)]\}; \; b = \langle Q^{13}\rangle_0, \; \lambda = 3\langle Q^{\bar{13}}\rangle_0 - 2 \, . \tag{25}$$

Таким образом,спектр элементарных возбуждений состоит из трех ветвей $\omega_\lambda(\vec{k})(\lambda=1,2,3)$. Элементарные возбуждения с $\lambda=1,2$ представляют собой спиновые волны,при которых S^z меняется на единицу. $\omega_3(\vec{k})$ - элементарное возбуждение,при котором S^z меняется на два.

При $E=0$ выражения для спектра $\omega_\lambda(\vec{k})$ (24,25) переходят в соответствующие выражения работы /16/. При $E\neq0$, но $K_{ij}=0$ выражения (24,25) переходят в результаты работы /20/. В нулевом приближении самосогласованного поля

$$m_z = \langle Q^{13}\rangle_0 \bar{h}/\Delta$$

и

$$q_0 = \langle Q^{\bar{13}}\rangle_0 - 2/3 \, .$$

Параметры m_z, q_0 и связанный с ними параметр q_2 находятся из решения системы (12). В частности,при $T=0$, $h=D=0$ параметры m_z, q_0, q_2 в выражениях для спектра (24,25) определяются равенствами (15а,17а,17б). Интересно отметить, что при учёте двухосной анизотропии дисперсия $\omega_3(\vec{k})$ определяется не только параметром биквадратного обмена $K_{\vec{k}}$, как в работе /16/, но и параметром гейзенберговского обмена $J_{\vec{k}}$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована модель магнетика с обменным и биквадратным взаимодействиями спинов, одноосной и двухосной анизотропий. Получены уравнения самосогласованного поля для параметров m_z, q_0, q_2 с учётом внешнего поля и одноосной и двухосной анизотропий. Для $T=0$ и $h=D=0$ проведен анализ этих уравнений и показано, что возможна структура, когда все три параметра порядка не равны нулю. Такая фаза переходит в ферромагнитную фазу, если $E=0$. Возможен также и аналог квадрупольной фазы, переходящей в нее при $E=0$. В обоих этих фазах $q_2 \neq 0$. Получены выражения для спектра элементарных возбуждений. Как и в работах /15,16/, спектр состоит из трех ветвей, однако теперь дисперсия третьей ветви обусловлена как параметром биквадратного взаимодействия, так и параметром обменного взаимодействия. Для полного анализа спектра элементарных возбуждений необходимо вычислить из уравнений (12) параметры порядка, то есть построить фазовую диаграмму. Например, при $h=D=E=0$ фазовая диаграмма нарисована в работе /9/ и позволяет полностью определить спектр элементарных возбуждений (24-25) при $h=D=E=0$ и $T\neq 0$.

Авторы признательны М.И.Каганову, В.М.Матвееву, А.Павликовскому, Н.М.Плакиде, В.К.Федянину за полезные обсуждения.

Литература

1. E.A.Harris, J.Owen. Phys.Rev.Lett. 11, 9 (1963).
   D.S.Rodbell et al. Phys.Rev.Lett. 11, 10 (1963).
   E.F.Bertaut. Solid State Commun. 3, 1 (1965).
   Б.Е.Рубинштейн. ФТТ 9, 1263 (1967).
2. J.M.Baker. Rep. Progr.Phys. 34, 109 (1971).
3. W.P.Wolf. J.Phys. Paris, 32, C1-26 (1971).
4. M.Nauciel-Bloch, G.Sarma, A.Castets. Phys.Rev. 5B, 4603 (1972).
5. J.Sivardière, M.Blume. Phys.Rev. 5B, 1126 (1972).
6. J.Sivardière, A.N.Berker, M.Wortis. Phys.Rev. 7B, 343 (1973).
7. J.Sivardière. Phys.Rev. 8B, 2004 (1973).
8. H.H.Chen, P.M.Levy. Phys.Rev.Lett. 27, 1383 (1971).
9. H.H.Chen, P.M.Levy. Phys.Rev. 7B, 4267 (1973).
10. J.Sivardière, Лекции, прочитанные на XI Зимней школе по теоретической физике, Карпач, Польша, 1974.
11. В.М.Матвеев. ЖЭТФ 65, 1626 (1973).
12. K.Becker. Int.J.Mag. 3, 239 (1972); Physics (in print).
13. J.C.Raich, R.D.Etters. Phys.Rev. 168, 425 (1968).
14. J.Sivardière. Препринт, Grenoble, 1974.
15. P.M.Levy, Лекции, прочитанные на XI зимней школе по теоретической физике, Карпач, Польша 1974.
16. И.Л.Бухбиндер, Б.Вестваньски. Препринт ОИЯИ, Р4-7766, Дубна(1974).
17. B.Westwański. JINR, E4-7624, E4-7625, Dubna, 1973.
18. S.B.Haley, P.Erdös, Phys.Rev. B5, 1106 (1972).
19. М.П.Кащенко, Н.Ф.Балахонов, Л.В.Курбатов. ЖЭТФ 64, 391 (1973).

20. В.Н.Китаев, М.П.Кащенко, Л.В.Курбатов, В.И.Кутько, В.М.Науменко, А.И.Звягин. Препринт ФТИНТ, Харьков (1973).

21. B.Westwański, A.Pawlikowski. Phys.Lett. A43, 201, (1973); B.Westwański. Phys.Lett. A44, 27 (1973).

22. B.Westwański. JINR, E4-7486, E4-7487, E4-7315, Dubna (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июня 1974 года.