Физика низких температур, 2001, т. 27, № 6, с. 642–648

Влияние большого биквадратичного взаимодействия на фазовые состояния негейзенберговского двухосного ферромагнетика

Ю. А. Фридман, О. А. Космачев

Таврический национальный университет им. В. И. Вернадского
ул. Ялтинская, 4, г. Симферополь, 95007, Украина
E-mail: MAN@expl.cris.crimea.ua

Статья поступила в редакцию 7 ноября 2000 г., после переработки 25 декабря 2000 г.

Изучены фазовые состояния двухосного негейзенберговского ферромагнетика с большим биквадратичным взаимодействием во внешнем магнитном поле. Показано, что в такой системе энергетически невыгодна реализация угловой фазы, однако в ней могут существовать квадрупольная и ферромагнитная фазы. Изучены фазовые переходы между этими фазами и показано, что эти переходы — первого рода. Найдено поле перехода первого рода. Анализ спектров связанных магнитоупругих волн позволил определить поля устойчивости фаз.

Вивчено фазові стани двохосьового негейзенбергівського феромагнетика з великою біквадратичною взаємодією в зовнішньому магнітному полі. Показано, що в такій системі енергетично невигідна реалізація кутової фази, проте в ній можуть існувати квадрупольна і феромагнітна фази. Вивчено фазові переходи між цими фазами і показано, що ці переходи — першого роду. Знайдено поле переходу першого роду. Аналіз спектрів пов'язаних магнітопружних хвиль дозволив визначити поля усталеності фаз.

PACS: **75.10.–b**, 75.30.Kz

1. Введение

Хорошо известно [1], что адекватное описание обменного взаимодействия магнитоупорядоченных систем со спином S, превосходящим $1/2$, требует учета не только билинейных по спиновым операторам слагаемых, но и инвариантов более высокого порядка. Простейшая модель, учитывающая такие инварианты, — ферромагнетик с биквадратичным взаимодействием [1–4]. Так, например, учет биквадратичного взаимодействия является важным при изучении магнитных свойств кубических интерметаллидов TmCd и TmZn [5,6]. Дело в том, что указанные выше магнетики и целый ряд других систем (например, редкоземельные пниктиды) при $H = 0$ могут находиться в немагнитном состоянии (так называемых квадрупольных (КУ) фазах), а при наложении достаточно большого внешнего магнитного поля испытывают переход в магнитную фазу.

Природа такого метамагнитного перехода может быть различной. В одних случаях синглетное основное состояние магнетика обусловлено большой величиной одноионной анизотропии (ОА) [3,4,7]. Другой возможный механизм, приводящий к немагнитной фазе при $H = 0$, связан с биквадратичным взаимодействием [1,2]. В сильноанизотропных негейзенберговских магнетиках эти два фактора могут действовать одновременно, формируя особенности как основного состояния, так и спектральных свойств. Необходимо также отметить, что чаще всего подобные системы изучаются без учета взаимодействия магнитной подсистемы с кристаллической решеткой, т.е. магнитоупругого (МУ) взаимодействия.

Исследованию негейзенберговских магнетиков посвящено большое число работ (см., например, обзор [2]). В этих работах в основном изучались негейзеберговские магнетики со слабым биквадратичным взаимодействием. Представляет интерес поведение негейзенберговских ферромагнетиков в случае, когда биквадратичный обмен превосходит гейзенберговское взаимодействие.

2. Фазовые состояния двухосного ферромагнетика

В качестве модели исследуемой системы рассмотрим двухосный негейзенберговский ферромагнетик, находящийся во внешнем магнитном поле, параллельном оси $0X$. Гамильтониан такой модели можно записать в виде

$$\mathcal{H} = -H\sum_n S_n^x -$$

$$-\frac{1}{2}\sum_{n,n'}\left\{J(n-n')\mathbf{S}_n\mathbf{S}_{n'} + K(n-n')(\mathbf{S}_n\mathbf{S}_{n'})^2\right\} -$$

$$-B_2^0\sum_n\left\{3(S_n^z)^2 - S(S+1)\right\} - B_2^2\sum_n\frac{1}{2}\left\{(S_n^+)^2 + (S_n^-)^2\right\} +$$

$$+\nu\sum_{n,i,j} S_n^i S_n^j u_{ij}(n) +$$

$$+\int dr\left\{\frac{\lambda+\eta}{2}\sum_i u_{ii}^2 + \eta\sum_{i,j}u_{ij}^2 + \lambda\sum_{i\neq j}u_{ii}u_{jj}\right\}, \tag{1}$$

где S_n^i — спиновый оператор в узле n; $J(n-n')$, $K(n-n')$ — константы гейзенберговского и биквадратичного взаимодействий; B_2^0, B_2^2 — константы ОА; ν — константа МУ связи; λ, η — упругие модули; $u_{ij} = ½\,(\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)$ — симметричная часть тензора упругих деформаций.

Система, описываемая гамильтонианом (1), подробно изучена в [8]. Однако в работе [8] рассматривался случай, когда $B_2^2 > 0$, а константа биквадратичного взаимодействия мала, т.е. $K_0 < J_0$. В настоящей работе будет рассмотрена иная ситуация, когда $B_2^2 < 0$, а константа биквадратичного взаимодействия превосходит гейзенберговский обмен ($K_0 > J_0$). Как и в [8], предположим, что спин магнитного иона $S = 1$. Для точного учета эффектов ОА и МУ связи воспользуемся техникой операторов Хаббарда [9]. Многие промежуточные результаты данной работы совпадают с результатами [8], поэтому подробно здесь приводиться не будут.

Выделяя в обменной части (1) среднее поле, связанное с $\langle S^x\rangle$, и дополнительные поля q_2^p ($p = 0, 2$), обусловленные наличием квадрупольных моментов, получаем одноузельный гамильтониан, собственные значения которого определяют энергетические уровни магнитного иона [8]:

$$E_+ = \frac{\tilde{B}_2^0 - \tilde{B}_2^2}{2} + \nu\left(u_{xx}^{(0)} + \frac{u_{yy}^{(0)} + u_{zz}^{(0)}}{2}\right) - \frac{\chi}{2},$$

$$E_0 = \frac{\tilde{B}_2^0 - \tilde{B}_2^2}{2} + \nu\left(u_{xx}^{(0)} + \frac{u_{yy}^{(0)} + u_{zz}^{(0)}}{2}\right) + \frac{\chi}{2}, \tag{2}$$

$$E_- = \tilde{B}_2^2 - \tilde{B}_2^0 + \nu\,(u_{yy}^{(0)} + u_{zz}^{(0)}),$$

$$\chi^2 = 4\overline{H}^2 + \left[3\tilde{B}_{2n}^0 + \tilde{B}_{2n}^2 + \nu\,(u_{yy}^{(0)} - u_{zz}^{(0)})\right]^2.$$

Здесь

$$\overline{H} = H + \left(J_0 - \frac{K_0}{2}\right)\langle S^x\rangle\,; \quad \tilde{B}_{2n}^0 = B_2^0 + \frac{K_0}{6}\,q_{2n}^0\,;$$

$$\tilde{B}_{2n}^2 = B_2^2 + \frac{K_0}{2}\,q_{2n}^2\,; \quad q_{2n}^p = \langle O_{2n}^p\rangle\,;$$

$$O_{2n}^0 = 3(S_n^z) - 2\,;\; O_{2n}^2 = \frac{1}{2}\left[(S_n^+)^2 + (S_n^-)^2\right];$$

$$S_n^{\pm} = \frac{1}{2}\,(S_n^x \pm iS_n^y),$$

$u_{ij}^{(0)}$ — спонтанные деформации, явный вид которых определяется из условия минимума плотности свободной энергии:

$$u_{xx}^{(0)} = -\frac{\nu(\lambda+\eta)}{\eta(\eta+3\lambda)}\,;\quad u_{yy}^{(0)} = -\frac{\nu(\eta-\lambda)}{\eta(\eta+3\lambda)}\sin^2\theta\,;$$

$$u_{zz}^{(0)} = -\frac{\nu(\eta-\lambda)}{\eta(\eta+3\lambda)}\cos^2\theta\,,$$

$$\cos 2\theta = \frac{3\tilde{B}_{2n}^0 + \tilde{B}_{2n}^2 + \nu\,(u_{yy}^{(0)} - u_{zz}^{(0)})}{\chi}\,,\quad \sin 2\theta = \frac{2\overline{H}}{\chi}.$$

На собственных функциях одноузельного гамильтониана [8] строятся операторы Хаббарда [9] $X_n^{M'M} \equiv |\Psi_n(M')\rangle\langle\Psi_n(M)|$, описывающие переход магнитного иона из состояния M в состояние M'. Связь спиновых операторов с операторами Хаббарда имеет вид

$$S_n^+ = (H_n^+ - H_n^0)\sin 2\theta + (X_n^{+0} + X_n^{0+})\cos 2\theta +$$

$$+ (X_n^{-+} - X_n^{+-})\sin\theta + (X_n^{-0} - X_n^{0-})\cos\theta\,, \tag{3}$$

$$S_n^- = (S_n^+)^+\,,$$

$$S_n^z = (X_n^{+-} + X_n^{-+})\cos\theta - (X_n^{0-} + X_n^{-0})\sin\theta\,.$$

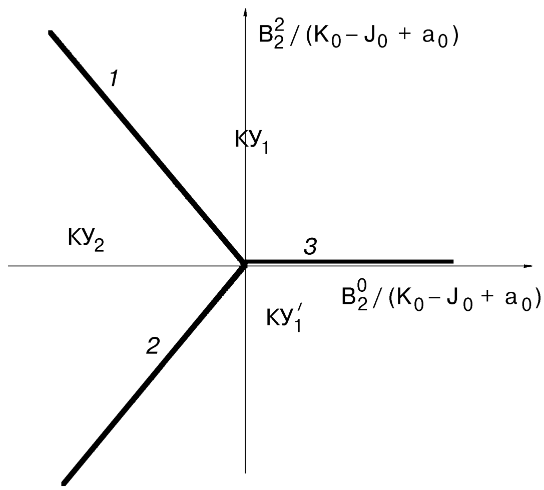

Рис. 1. Фазовая диаграмма двухосного негейзенберговского ферромагнетика с большим биквадратичным взаимодействием при $H = 0$.

Если биквадратичный обмен превосходит гейзенберговское взаимодействие, то при $H = 0$, как показано в [3,4], в системе могут реализовываться только квадрупольные фазы КУ_1, КУ_2 и $\text{КУ}_1'$. Параметры порядка в этих фазах равны:

$$\text{КУ}_1 : \langle S\rangle = 0 \,,\ q_2^0 = q_2^2 = 1 \,;$$

$$\text{КУ}_1' : \langle S\rangle = 0 \,,\ q_2^0 = 1 \,,\ q_2^2 = -1 \,;$$

$$\text{КУ}_2 : \langle S\rangle = 0 \,,\ q_2^0 = -2 \,,\ q_2^2 = 0 \,.$$

Фазовая диаграмма при $H = 0$ приведена на рис. 1 (см. [3,4]). Линии *1*, *2* и *3* являются линиями фазовых переходов второго рода и описываются уравнениями $B_2^2 = -3B_2^0$, $B_2^2 = 3B_2^0$ и $B_2^2 = 0$ соответственно.

При включении внешнего магнитного поля вдоль оси $0X$ в системе появляется ненулевой магнитный момент, ориентированный вдоль оси $0X$, т.е. фазы КУ_1 и КУ_2 исчезают, а вместо них реализуется ферромагнитно-квадрупольная фаза (ФМ_x). В области параметров $B_2^2 < 0$, $B_2^2 < 3B_2^0$ фаза $\text{КУ}_1'$ существует даже при $H \neq 0$. При $K_0 > J_0$ появление ферромагнитно-квадрупольной угловой фазы становится энергетически невыгодным [10], поскольку в этом случае энергия основного состояния (E_+) в ферромагнитно-угловой фазе становится максимальной. Таким образом, в исследуемой системе могут реализовываться две фазы: ФМ_x и $\text{КУ}_1'$.

Изучим фазовые состояния системы в двух областях материальных параметров $B_2^2 > -3B_2^0$ и $B_2^2 < -3B_2^0$, предполагая, что $B_2^2 < 0$. Область параметров $B_2^2 = -3B_2^0$ соответствует легкоплоскостному ферромагнетику ($Z0Y$ — базисная плоскость), хорошо изученному в [11].

Рассмотрим вначале случай $B_2^2 > -3B_2^0$. При $H \le H_c$ система находится в фазе $\text{КУ}_1'$. В точке $H = H_c$ система переходит в ФМ_x фазу. Параметры порядка при этом изменяются скачком (намагниченность от нуля до $\langle S^x\rangle_c \sim 1$, а q_2^2 от -1 до 0), поэтому можно предположить, что переход ФМ_x—$\text{КУ}_1'$ является фазовым переходом (ФП) первого рода. Значение $\langle S^x\rangle$ при $H = H_c$, а также само поле ФП H_c определяются из системы двух уравнений:

$$\langle S^x\rangle_c = \sin 2\theta_c = \left(\frac{2\bar{H}}{\chi}\right)_{H=H_c} , \tag{4}$$

$$\frac{3}{2}(B_2^2 - B_2^0) - \frac{1}{2}(K_0 - J_0 + a_0)\sin^2 2\theta_c +$$
$$+ \frac{1}{2}|B_2^2 + 3B_2^0| \cos 2\theta_c + H_c \sin 2\theta_c =$$
$$= [H_c - (K_0 - J_0 + a_0)\sin 2\theta_c] \cos 2\theta_c -$$
$$- \frac{1}{2}|B_2^2 + 3B_2^0| \sin 2\theta_c \,. \tag{5}$$

Здесь $a_0 = \nu^2/2\eta$ — параметр МУ взаимодействия. Уравнение (4) определяет значение намагниченности в точке ФП, а уравнение (5) — условие равенства плотности свободных энергий на линии ФП.

В области параметров $H << (B_2^2 + 3B_2^0)/2 + K_0 - J_0 + a_0$ поле ФП первого рода двухосного негейзенберговского ферромагнетика определяется выражением

$$H_c = \sqrt{-2B_2^2\,[B_2^2 + 3B_2^0 + 2(K_0 - J_0 + a_0)]} \,, \tag{6}$$

а скачок намагниченности мал и составляет величину

$$\langle S^x\rangle_c \approx 2\left[-\frac{2B_2^2}{B_2^2 + 3B_2^0 + 2(K_0 - J_0 + a_0)}\right]^{1/2} .$$

Как следует из формулы (6), при $B_2^2 = 0$ поле $H_c = 0$, что соответствует ФП переходу КУ_1—$\text{КУ}_1'$ (см. рис. 1).

Если параметры системы связаны соотношением $B_2^2 + 3B_2^0 << 2H - 2(K_0 - J_0 + a_0)$, то скачок намагниченности велик (~ 1) и равен

$$\langle S^x \rangle_c = 1 - \frac{\Delta^2}{2} ,$$

где $\Delta = \dfrac{B_2^2 + 3B_2^0}{2(H_c - K_0 + J_0 - a_0)}$, а поле ФП первого рода

$$H_c = \frac{3(B_2^0 - B_2^2) + K_0 - J_0 + a_0}{2} +$$

$$+ \frac{1}{4} \frac{(3B_2^0 + B_2^2)^2}{3(B_2^2 - B_2^0) + K_0 - J_0 + a_0} .$$

Исследуем поведение спектров в окрестности поля ФП первого рода. Предположим, что $H \geq H_c$, т.е. мы находимся в ФМ_x фазе вблизи поля перехода. Волновой вектор $\mathbf{k}$ совпадает с направление внешнего поля, т.е. параллелен оси $0X$. В такой геометрии отличными от нуля компонентами единичного вектора поляризации квазифононов являются e_l^x , e_τ^y , e_t^z , а неравные нулю амплитуды трансформаций магнонов в фононы и обратно имеют вид

$$T^{-+}(k, t) = T^{+-}(k, t) = i \frac{\nu}{2} T_0(k, t)\, e_t^z k_x \sin\theta ,$$

$$T^{-0}(k, t) = T^{0-}(k, t) = - i \frac{\nu}{2} T_0(k, t) e_t^z k_x \cos\theta ,$$

$$T^{-+}(k, \tau) = - T^{+-}(k, \tau) = \frac{\nu}{2} T_0(k, \tau) e_\tau^y k_x \cos\theta ,$$

$$T^{-0}(k, \tau) = - T^{0-}(k, \tau) = \frac{\nu}{2} T_0(k, \tau) e_\tau^y k_x \sin\theta ,$$

$$T_0(k, \lambda) = \frac{\exp(i\mathbf{kn})}{[2m\omega_\lambda(k)]^{1/2}} ,$$

где $\omega_\lambda(k) = c_\lambda k$ — закон дисперсии λ-поляризованного свободного фонона, m — масса магнитного иона.

Дисперсионное уравнение связанных МУ волн можно представить в виде [8]

$$\det \|\delta_{ij} + x_{ij}\| = 0 , \qquad (7)$$

где

$$x_{ij} = G_0^\sigma(\omega_n) b(\alpha) c_{ij}(\alpha) + B^0(k, \lambda, \lambda') T^{-\alpha}(k, \lambda) \times$$

$$\times G_0^\alpha(\omega_n) b(\alpha) T^\beta(-k, \lambda') G_0^\beta(\omega_n) b(\beta) c_{ij}(\alpha, \beta) ;$$

$$B^0(k, \lambda, \lambda') = \frac{D_\lambda(k, \omega_n)}{1 - Q_{\lambda\lambda'} D_\lambda(k, \omega_n)} ;$$

$$Q_{\lambda\lambda'} = T^{\alpha}(-k, \lambda) G_0^\alpha(\omega_n) T^{-\alpha}(k, \lambda') ;$$

$$c_{ij}(\alpha, \beta) = a_{ik}(\alpha, \beta) A_{kj} ;$$

$$a_{ik} = c_i(\alpha) c_k(-\beta) , \; b(\alpha) = \langle \boldsymbol{\alpha}\mathbf{H} \rangle ;$$

$$D_\lambda(k, \omega_n) = \frac{2\omega_\lambda(k)}{\omega_n^2 - \omega_\lambda^2(k)}$$

— функция Грина свободного λ-поляризованного фонона; $G_0^\alpha(\omega) = \{\omega + (\boldsymbol{\alpha}\mathbf{E})\}^{-1}$ — нулевая функция Грина. Восьмимерный вектор $\mathbf{c}(\alpha)$ имеет следующие компоненты:

$$\mathbf{c}(\alpha) = \{\gamma_1^{\|}(\alpha), \gamma_1^{\perp}(\alpha), \gamma_1^{\perp *}(-\alpha), \gamma_2^{\|}(\alpha), \gamma_2^{\perp}(\alpha),$$

$$\gamma_2^{\perp *}(-\alpha), \gamma_3^{\perp}(\alpha), \gamma_3^{\perp *}(-\alpha)\} ,$$

а матрица $\hat{A}_{nn'}$ размерностью 8×8 распадается на прямую сумму двух матриц:

$$\hat{A}_{nn'} = \hat{A}_{nn'}^{(3)} \oplus \hat{A}_{nn'}^{(5)} ,$$

$$\hat{A}_{nn'}^{(3)} = \left\{ J(n - n') - \frac{1}{2} K(n - n') \right\} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 \\ 0 & 1/2 & 0 \end{pmatrix} ,$$

$$\hat{A}_{nn'}^{(5)} = \frac{K(n - n')}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 \\ 0 & 0 & 0 & 1/2 & 0 \end{pmatrix} .$$

Функции $\gamma_i^{\|(\perp)}(\alpha)$ определяются из связи спиновых операторов с операторами Хаббарда (3). Уравнение (7) справедливо при произвольных температурах и произвольных соотношениях между материальными константами.

Будем решать дисперсионное уравнение (7) в области низких температур ($T << T_C$, T_C — температура Кюри) поскольку именно в этом температурном интервале проявляются все основные свойства системы, не «замутненные» громоздкими математическими выкладками.

Решение уравнения (7) позволяет определить спектр квазифононов и квазимагнонов. Причем ФП первого рода (при $H = H_c$) не сопровождается «размягчением» какой-либо моды коллективных возбуждений. «Размягчение» соответствующих мод можно ожидать на линиях устойчивости фаз [12].

Исследуем поведение спектров МУ волн на линиях устойчивости. Вначале рассмотрим ту же область параметров $B_2^2 > -3B_2^0$. При этом предполагается, что система находится в ФМ$_x$ фазе. В этом случае с магнитной подсистемой активно взаимодействует τ-поляризованная квазифононная мода, спектр которой имеет вид

$$\omega^2(k) = \omega_\tau^2(k)\,\frac{\alpha k^2 + H - H_{st}}{\alpha k^2 + H - H_{st} + a_0}\,, \qquad (8)$$

где $\alpha = J_0 R_0^2$, R_0 — радиус взаимодействия, H_{st} — поле устойчивости ФМ$_x$ фазы, которое имеет вид

$$H_{st} = \sqrt{-B_2^2\,[\xi + B_2^2 + 3B_2^0 + 2(K_0 - J_0 + a_0)]}\,, \qquad (9)$$

$$\xi = \sqrt{[3(B_2^2 - B_2^0) - 2(K_0 - J_0 + a_0)]^2 + 32B_2^2(K_0 - J_0 + a_0)}\,.$$

Из выражения (9) следует, что при $B_2^2 = 0$ поле $H_{st} = 0$, т.е. в отсутствие внешнего поля поле устойчивости (9) и поле перехода (6) совпадают на линии $B_2^2 = 0$ и соответствуют ФП переходу КУ$_1$—КУ$'_1$ (см. рис. 1).

Таким образом, при $H = H_{st}$ спектр квазифононов «размягчается», а в спектре квазимагнонов появляется МУ щель, равная

$$\varepsilon^2(0) = a_0[a_0 \sin^2 2\theta_c + 2(K_0 - J_0 + a_0) \times$$

$$\times \cos 2\theta_c(1 + \cos 2\theta_c)]\,,$$

где $$\cos 2\theta_c = \frac{3(B_2^2 - B_2^0) + 2(K_0 - J_0 + a_0) + \xi}{4(K_0 - J_0 + a_0)}\,.$$

Определим теперь поле устойчивости фазы КУ$'_1$. Спектр квазифононов в этой фазе имеет вид

$$\omega^2(k) = \omega_\tau^2(k)\,\frac{\gamma k^2[3(B_2^0 - B_2^2) + 2(K_0 - J_0 + a_0)] + (H'_{st})^2 - H^2}{\gamma k^2[3(B_2^0 - B_2^2) + 2(K_0 - J_0 + a_0)] + (H'_{st})^2 - H^2 + 2a_0[3B_2^0 - B_2^2 + 2(K_0 - J_0 + a_0)]}\,,$$

где $\gamma = K_0\tilde{R}_0^2$, $\tilde{R}_0$ — радиус биквадратичного обмена, H'_{st} — поле устойчивости КУ$'_1$ фазы, которое равно

$$H'_{st} = \sqrt{2B_2^2\,[B_2^2 - 3B_2^0 - 2(K_0 - J_0 + a_0)]}\,. \qquad (10)$$

В длинноволновом пределе

$$\gamma k^2 << 2a_0\,\frac{3B_2^0 - B_2^2 + 2(K_0 - J_0 + a_0)}{3(B_2^0 - B_2^2) + 2(K_0 - J_0 + a_0)}$$

при $H = H'_{st}$ спектр τ-поляризованных квазифононов «размягчается» и принимает вид

$$\omega^2(k) = \omega_\tau^2(k)\,\frac{\gamma k^2}{2a_0}\left[\frac{3B_2^0 - B_2^2 + 2(K_0 - J_0 + a_0)}{3(B_2^0 - B_2^2) + 2(K_0 - J_0 + a_0)}\right]^{-1},$$

а в спектре квазимагнонов появляется МУ щель.

Из выражения (10) следует, что поле устойчивости фазы КУ$'_1$ становится равным нулю при $B_2^2 = 0$, что также соответствует линии фазового перехода КУ$'_1$—КУ$_1$ при $H = 0$. Таким образом, поля устойчивости H_{st} и H'_{st} и поле перехода H_c, определяемое выражением (6), совпадают на линии $B_2^2 = 0$.

Рассмотрим теперь случай, когда материальные параметры связаны соотношением $B_2^2 < -3B_2^0$. Как и ранее, при $H \le H_c$ система находится в фазе КУ$'_1$. В точке $H = H_c$ система переходит в фазу ФМ$_x$. Параметры порядка при этом изменяются скачком, т.е. система испытывает ФП первого рода. Поле перехода H_c и скачок намагниченности также определяются из уравнений (4), (5). В области параметров $H << [2(K_0 - J_0 + a_0) - B_2^2 - 3B_2^2]/2$ поле ФП первого рода равно

$$H_c = \sqrt{(B_2^2 - 3B_2^0)[B_2^2 + 3B_2^0 - 2(K_0 - J_0 + a_0)]}\,, \qquad (11)$$

а скачок намагниченности мал и имеет вид

$$\langle S^x\rangle_c = \left[-\frac{B_2^2 - 3B_2^0}{B_2^2 + 3B_2^0 - 2(K_0 - J_0 + a_0)}\right]^{1/2}.$$

Отметим, что на линии $B_2^2 = 3B_2^0$ поле H_c и скачок намагниченности обращаются в нуль. Эта ситуация соответствует ФП (при $H = 0$) КУ$_1'$—КУ$_2$.

Аналогично можно получить значение поля ФП первого рода и скачок намагниченности в области параметров $H >> [2(K_0 - J_0 + a_0) - B_2^2 - 3B_2^0]/2$:

$$H_c = \frac{3(B_2^0 - B_2^2) + K_0 - J_0 + a_0}{2} + \frac{1}{4}\frac{(3B_2^0 + B_2^2)^2}{3(B_2^0 - B_2^2) + K_0 - J_0 + a_0} ;$$

$$\langle S^x \rangle_c = 1 - \frac{\tilde{\Delta}^2}{2} , \text{ где } \tilde{\Delta} = \frac{B_2^2 + 3B_2^0}{2(K_0 - J_0 + a_0) - 2H_c} .$$

Анализ дисперсионного уравнения (7) показывает, что в точке ФП первого рода (H_c) спектры элементарных возбуждений не «размягчаются». Рассмотрим поведение спектров квазимагнонов и квазифононов на линиях устойчивости ФМ$_x$ и КУ$_1'$ фаз в области параметров $B_2^2 < -3B_2^0$.

Исследуем вначале линии устойчивости фазы ФМ$_x$, предполагая, что геометрия задачи та же, что и ранее. В рассматриваемой области параметров с магнитной подсистемой активно взаимодействует t-поляризованная квазифононная мода, спектр которой имеет вид

$$\omega^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{\alpha k^2 + H - \tilde{H}_{\text{st}}}{\alpha k^2 + H - \tilde{H}_{\text{st}} + a_0} , \qquad (12)$$

где

$$\tilde{H}_{\text{st}} = \sqrt{1/2\,(3B_2^0 - B_2^2)[\xi' - B_2^2 - 3B_2^0 + 2(K_0 - J_0 + a_0)]}$$

— поле устойчивости фазы ФМ$_x$, а

$$\xi' = \left\{[3(B_2^2 - B_2^0) - 2(K_0 - J_0 + a_0)]^2 + 16\,(B_2^2 - 3B_2^0)(K_0 - J_0 + a_0)\right\}^{1/2} .$$

В длинноволновом пределе (при $\alpha k^2 << a_0$) в поле устойчивости ($H = \tilde{H}_{\text{st}}$) спектр t-поляризованных квазифононов «размягчается», а в спектре квазимагнонов появляется МУ щель:

$$\varepsilon^2(0) = a_0[a_0 \sin^2 2\theta_c' - 2(K_0 - J_0 + a_0) \cos 2\theta_c' (1 - \cos 2\theta_c')] ,$$

$$\text{где } \cos 2\theta_c' = \frac{3(B_2^0 - B_2^2) - 2(K_0 - J_0 + a_0) - \xi'}{4(K_0 - J_0 + a_0)}.$$

Необходимо отметить, что поле устойчивости $\tilde{H}_{\text{st}}$ фазы ФМ$_x$ обращается в нуль на линии $B_2^2 = 3B_2^0$. Это означает, что при нулевом поле система испытывает фазовый переход КУ$_2$—КУ$_1'$ (рис. 1).

Аналогично можно исследовать поведение спектров связанных МУ волн в окрестности линии устойчивости фазы КУ$_1'$. В этом случае спектр t-поляризованных квазимагнонов имеет вид

$$\omega^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{\gamma k^2\,[3(B_2^0 - B_2^2) + 2(K_0 - J_0 + a_0)] + (\tilde{H}_{\text{st}}')^2 - H^2}{\gamma k^2[3(B_2^0 - B_2^2) + 2(K_0 - J_0 + a_0)] + (\tilde{H}_{\text{st}}')^2 - H^2 + 4a_0[-B_2^2 + K_0 - J_0 + a_0]} ,$$

где $\tilde{H}_{\text{st}}' = \sqrt{2(B_2^2 - 3B_2^0)(B_2^2 - K_0 + J_0 - a_0)}$ — поле устойчивости фазы КУ$_1'$.

Как следует из спектра квазифононов, в длинноволновом пределе (при $\gamma k^2[3(B_2^0 - B_2^2) + 2(K_0 - J_0 + a_0)] << 4a_0[-B_2^2 + K_0 - J_0 + a_0]$) при $H = \tilde{H}_{\text{st}}'$ спектр t-поляризованных квазифононов «размягчается»:

$$\omega^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{\gamma k^2}{4a_0} \left[\frac{-B_2^2 + K_0 - J_0 + a_0}{3(B_2^0 - B_2^2) + 2(K_0 - J_0 + a_0)}\right]^{-1} ,$$

а в спектре квазимагнонов появляется МУ щель.

Также необходимо отметить, что поле устойчивости $\tilde{H}_{\text{st}}' = 0$ на линии $B_2^2 = 3B_2^0$, что соответствует фазовому переходу КУ$_1'$—КУ$_2$.

3. Заключение

Проведенные исследования показывают, что биквадратичное взаимодействие, превосходящее гейзенберговский обмен, играет определяющую роль в динамике системы. Прежде всего это сказывается на изменении типа фазового перехода по сравнению со случаем $K_0 < J_0$ [8]. Кроме того, в рассматриваемой ситуации невозможна реализация угловой фазы, что также связано с влиянием большого биквадратичного взаимодействия.

Интересной особенностью рассматриваемой системы является то, что в области параметров $B_2^2 > -3B_2^0$ с магнитной подсистемой активно взаимодействует τ-поляризованная квазиупругая ветвь возбуждений, и, как следствие, τ-поляризованная квазифононная мода «размягчается» на соответствующих линиях устойчивости. В области параметров $B_2^2 < -3B_2^0$ аналогичным образом ведет себя t-поляризованная квазифононная мода. На плоскости, проходящей через линию $B_2^2 = -3B_2^0$ и ось H, частоты t- и τ-поляризованных квазифононов совпадают. Это, по-видимому, связано с симметрийными свойствами системы.

1. Э. Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями*, Наука, Москва (1988).
2. В. М. Локтев, В. С. Островский, *ФНТ* **20**, 983 (1994).
3. В. В Вальков, Г. Н Мацулева, С. Г. Овчинников, *ФТТ* **31**, 60 (1989).
4. Ю. Н Мицай, Ю. А Фридман, О. В. Кожемяко, О. А. Космачев, *ФНТ* **25**, 690 (1999).
5. R. Aleonard and P. Morin, *Phys. Rev.* **B19**, 3868 (1979).
6. P. Morin, J. Rouchy, and D. Schmitt, *Phys. Rev.* **B17**, 3684 (1978).
7. Yu. N. Mitsay, Yu. A. Fridman, O. V. Kozhemyako, and M. S. Kochmanski, *Acta Physica Polonica* **A96**, 363 (1999).
8. Ю. А. Фридман, О. А. Космачев, Г. Э. Байрамалиева, *ФНТ* **26**, 1108 (2000).
9. Р. О. Зайцев, *ЖЭТФ* **68**, 207 (1975).
10. В. В. Вальков, Г. Н. Мацулева, *Препринт № 645 Ф*, ИФ СО АН СССР (1990).
11. Ю. Н. Мицай, А. Н. Майорова, Ю. А. Фридман, *ФТТ* **34**, 66 (1992).
12. Н. П. Гражданкина, *УФН* **2**, 291 (1968).

The influence of strong biquadratic interaction on phase states of a nonHeisenberg biaxial ferromagnetic

Yu. A. Fridman and O. A. Kosmachev

The phase states of a biaxial non-Heisenberg ferromagnetic with a strong biquadratic interaction in an external magnetic field are studied. It is shown that in such a system the angular phase is thermodynamically impossible, but there may exist quadrupolar and ferromagnetic phases. The phase transitions between these phases are investigated, and it is shown, that these transitions are of the first order. A field of the first order phase transition is found out. The analysis of the spectra of coupled magnetoelastic waves made it possible to determine the plase stability fields.