Физика низких температур, 2007, т. 33, № 8, с. 881–888

# Влияние одноионной анизотропии на фазовые состояния 2*D* негейзенберговских ферромагнетиков

Ю.А. Фридман, Д.А. Матюнин, Ф.Н. Клевец

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского*
*пр. Вернадского, 4, г. Симферополь, 95007, Украина*
E-mail: frid@tnu.crimea.ua

Статья поступила в редакцию 30 октября 2006 г., после переработки 19 декабря 2006 г.

Исследованы фазовые состояния и спектры элементарных возбуждений анизотропного 2*D* негейзенберговского ферромагнетика. Показано, что одноионная анизотропии типа «легкая ось» существенно влияет как на формирование квадрупольной фазы, так и на реализацию угловой фазы. Определены условия фазовых переходов как по материальным константам, так и по магнитному полю. Построены фазовые диаграммы системы.

Досліджено фазові стани і спектри елементарних збуджень анізотропного 2*D* негейзенбергівського феромагнетика. Показано, що одноіонна анізотропія типа «легка вісь» істотно впливає як на формування квадрупольної фази, так і на реалізацію кутової фази. Визначено умови фазових переходів як по матеріальних константах, так і по магнітному полю. Побудовано фазові діаграми системи.

PACS: **75.10.–b** Общая теория и модели магнитного упорядочения;
75.30.Gw Магнитная анизотропия;
**72.55+s** Магнитоакустические эффекты.

Ключевые слова: биквадратичный обмен, одноионная анизотропия, фазовые переходы.

## Введение

Большое число магнитных соединений, состоящих из регулярно расположенных магнитных ионов, между которыми имеется обменное взаимодействие фиксированного знака и интенсивности, остаются, тем не менее, немагнитными вплоть до температуры $T = 0$ [1–11]. Причина отсутствия магнитного порядка в указанных случаях — существование сильной легкоплоскостной одноионной анизотропии (ОА) вида $\beta\sum_n (S_n^z)^2$, где константа $\beta$ сравнима или даже превосходит обменное взаимодействие $J_0$. В таких магнетиках квантовые свойства отдельных спинов в эффективном магнитном поле играют решающую роль в формировании динамических и термодинамических свойств магнетиков.

Теоретические исследования таких систем восходят к работе Мория [11]. В ней было показано, что при $\beta/2J_0 > 1$ даже при абсолютном нуле температур в отсутствие внешнего поля реализуется немагнитное квадрупольно-упорядоченное (КУ) основное состояние.

Другим механизмом (кроме ОА), приводящим к существованию КУ фаз, может быть наличие большого биквадратичного обмена [12–14]. В течение многих лет модель Гейзенберга была основой, на которой развивалась теория магнетизма. Однако возможен и выход за рамки билинейного обменного взаимодействия, не нарушающий изотропности системы. К числу наиболее интересных систем этого класса принадлежат магнетики, в гамильтониане которых обмен высших порядков по спину сравним или превосходит билинейный гейзенберговский обмен. Очевидно, что более сложные модели должны характеризоваться и необычными свойствами. Так, например, в работе [15] было показано, что учет большого биквадратичного обменного взаимодействия в изотропном 2*D* магнетике приводит не только к реализации однородных (ферромагнитной (ФМ) и КУ фаз), но и к возникновению пространственно неоднородного состояния, причем неоднородность связана с распределением компонент тензора квадрупольных моментов. Естественно, возникает вопрос о влиянии легкоосной ОА в 2*D* негейзенберговских ферромагнетиках, находящихся во внешнем магнитном поле. Кроме того, небезынтересным является вопрос о конкуренции биквадратичного взаимодействия и одноионной анизотропии. Необходимо отметить, что такие системы, но с учетом лишь гейзенберговского обменного взаимодействия, рассматривались в работах [16–18]. В них было показано, что в гейзенберговских $2D$ магнетиках возможна реализация как однородных ФМ фаз, так и неоднородных, причем неоднородным является распределение намагниченности.

Таким образом, цель данной работы — исследование влияния одноионной анизотропии на формирование пространственно неоднородных фаз в $2D$ негейзенберговских ферромагнетиках.

### Спектры связанных магнитоупругих волн

В качестве исследуемой системы рассмотрим $2D$ негейзенберговский ферромагнетик ($XOY$ — плоскость пленки) с учетом ОА типа «легкая ось», перпендикулярной плоскости пленки, и магнитодипольного взаимодействия. Кроме того, необходимо отметить следующее обстоятельство: учет магнитоупругого взаимодействия приводит как к существенным изменениям динамических свойств магнитупорядоченной системы (особенно в окрестности фазовых переходов), так и к особенностям фазовых состояний [19–21]. Немаловажным фактором оказывается и величина физической размерности упругой подсистемы. Поэтому в нашей модели учтем также магнитоупругую и упругую энергии системы. При этом выберем пленку с «плоскими» магнитоупругим и упругим взаимодействиями. Под «плоской» упругой системой будем понимать систему, в которой учитываются компоненты тензора деформаций только в плоскости пленки [22]. Спин магнитного иона предполагаем равным единице ($S = 1$), так как это минимальное значение, при котором возможно существование как биквадратичного взаимодействия, так и одноионной анизотропии. Рассмотрение будет проводиться для случая низких температур ($T \ll T_C$, $T_C$ — температура Кюри). Гамильтониан такого магнетика в отсутствие внешнего поля можно записать в виде

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2}\sum_{n,n'} J(n-n')\mathbf{S}_n\mathbf{S}_{n'} - \frac{1}{2}\sum_{n,n'} K(n-n')(\mathbf{S}_n\mathbf{S}_{n'})^2 - -\frac{1}{2}\sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij}(S_n^i S_{n'}^j) - \frac{\beta}{2}\sum_n (S_n^z)^2 + \lambda\sum_n u_{ij}S_n^i S_n^j + + \frac{E}{2(1-\sigma^2)}\int [u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + 2\sigma u_{xx}u_{yy} + (1-\sigma)u_{xy}^2]\,dr, \quad (1)$$

где $J(n-n')$, $K(n-n') > 0$ — константы гейзенберговского и биквадратичного обменных взаимодействий соответственно; $\beta > 0$ — константа ОА; $S_n^i$ — $i$-я компонента спинового оператора в узле $n$; $u_{ij}$ — компоненты тензора деформаций; $\lambda$ — константа магнитоупругого взаимодействия; $E$ — модуль Юнга; $\sigma$ — коэффициент Пуассона; $V^{ij}(n)$ — компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия, фурье-образы которых в данной геометрии имеют вид [23]

$$V_k^{xx} = \frac{A_0}{3} - \Omega_0 k\cos^2\psi;\; V_k^{yy} = \frac{A_0}{3} - \Omega_0 k\sin^2\psi;$$

$$V_k^{zz} = -\frac{2}{3}A_0 + \Omega_0 k,\; V_k^{xy} = -\frac{\Omega_0 k}{2}\sin 2\psi,\; V_k^{xz} = V_k^{yz} = 0,$$

$$A_0 = \frac{3}{2}(g\mu_B)^2\sum_{R\neq 0} R^{-3},\; \Omega_0 = \frac{2\pi(g\mu_B)^2}{a^2}, \quad (2)$$

где $a^2$ — «объем» плоской элементарной ячейки, $g$ — фактор Ланде, $\mu_B$ — магнетон Бора, $\psi$ — угол между направлением волнового вектора $\mathbf{k}$ и осью $OX$.

Выделяя в гамильтониане (1) среднее поле, связанное с упорядочением магнитных моментов, и дополнительные поля, определяющие квадрупольное упорядочение, для одноузельного гамильтониана $\mathcal{H}_0(n)$ получаем

$$\mathcal{H}_0(n) = -\bar{H}S_n^z - B_2^0 O_{2n}^0 - B_2^2 O_{2n}^2 - \frac{\beta}{2}(S_n^z)^2 + \lambda u_{ij}S_n^i S_n^j, \quad (3)$$

где

$$\bar{H} = (J_0 - \frac{K_0}{2} + V_0^{zz})\langle S^z\rangle, \quad B_2^0 = \frac{K_0}{6}q_2^0, \quad B_2^2 = \frac{K_0}{2}q_2^2,$$

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

$$q_2^0 \equiv \langle O_2^0\rangle, \quad q_2^2 \equiv \langle O_2^2\rangle.$$

Решая с гамильтонианом (3) одноузельную задачу, найдем энергетические уровни магнитного иона и собственные функции одноузельного гамильтониана (3).

На базисе собственных функций одноузельного гамильтониана (3) построим операторы Хаббарда $X_n^{M'M} \equiv |\Psi_n(M')\rangle\langle\Psi_n(M)|$, которые описывают переход магнитного иона из состояния M в состояние $M'$ [23,24] и связаны со спиновыми операторами следующим образом:

$$S_n^z = \cos 2\theta(H_n^1 - H_n^{-1}) - \sin 2\theta(X_n^{1-1} + X_n^{-11}),$$

$$S_n^+ = \sqrt{2}\cos\theta(X_n^{10} + X_n^{0-1}) + \sqrt{2}\sin\theta(X_n^{01} - X_n^{-10}),$$

$$S_n^- = (S_n^+)^+, \quad (4)$$

где $H_n^M \equiv X_n^{MM}$ — диагональные операторы Хаббарда,

$$\cos\theta = \sqrt{\frac{\kappa + \bar{H}}{2\kappa}},\; \kappa = \sqrt{\bar{H}^2 + \left[B_2^2 - \frac{\lambda}{2}(u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)})\right]^2},$$

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

Связь спиновых операторов с операторами Хаббарда позволяет определить параметры порядка системы:

$$\left\langle S^z \right\rangle = \cos 2\theta, \quad q_2^0 = 1, \quad q_2^2 = \sin 2\theta. \tag{5}$$

Компоненты тензора деформаций представимы в виде $u_{ij} = u_{ij}^{(0)} + u_{ij}^{(1)}$. Первое слагаемое в этом выражении определяет спонтанные деформации, второе связано с колебаниями узлов кристаллической решетки. Квантуя в одноузельном гамильтониане стандартным образом [25] динамическую часть тензора деформаций, получаем гамильтониан, описывающий процессы трансформаций фононов в магноны и наоборот:

$$\mathcal{H}_{\text{tr}} = \sum_n \left\{ \sum_M P_M H_n^M + \sum_\alpha P_\alpha X_n^\alpha \right\},$$

$$P_{M(\alpha)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{q,\nu} (b_{q,\nu} + b_{-q,\nu}^+) T_n^{M(\alpha)}(q,\nu).$$

Здесь $b_{q,\nu}^+$ и $b_{q,\nu}$ — операторы рождения и уничтожения фононов, $\mathbf{e}_\nu(q)$ — единичный вектор поляризации фононов, имеющий только две компоненты $\nu = (l;t)$ для «плоской» упругой подсистемы; $m$ — масса магнитного иона; $N$ — число узлов в кристаллической решетке; $\omega_\nu(q) = c_\nu q$ — закон дисперсии свободных фононов; $c_\nu$ — скорость $\nu$-поляризованного звука; $T_n^{M(\alpha)}(q,\nu)$ — амплитуды трансформаций, $\alpha$ — корневые векторы, компоненты которых определяются алгеброй операторов Хаббарда [23,24].

В рассматриваемой геометрии отличными от нуля компонентами вектора поляризации фононов являются $e_l^x$ и $e_t^y$, а отличные от нуля недиагональные амплитуды трансформаций имеют вид

$$T_n^{\alpha_3} = \frac{i\lambda}{2} T_n^0(k,\nu)[ke_l^x \cos 2\theta - ike_t^y],$$

$$T_n^{\alpha_4} = \frac{i\lambda}{2} T_n^0(k,\nu)[ke_l^x \cos 2\theta + ike_t^y], \tag{6}$$

где $T_n^0(k,\nu) = \dfrac{\exp(i\mathbf{kn})}{\sqrt{2m\omega_\nu(k)}}$.

Спектр элементарных возбуждений определяется полюсами функции Грина, которую, следуя [26], определим следующим образом:

$$G^{\alpha\alpha'}(n,\tau;n',\tau') = -\left\langle \hat{T} \tilde{X}_n^\alpha(\tau) \tilde{X}_{n'}^{\alpha'}(\tau') \right\rangle.$$

Здесь $\hat{T}$ — оператор Вика, $\tilde{X}_n^\alpha(\tau) = \mathrm{e}^{iH\tau} X_n^\alpha \mathrm{e}^{-iH\tau}$ — оператор Хаббарда в представлении взаимодействия, причем усреднение ведется с полным гамильтонианом.

Учет магнитоупругого взаимодействия приводит к гибридизации упругих и магнитных возбуждений, в результате чего в магнитоупорядоченном кристалле возникает так называемая магнитоупругая волна [19]. Дисперсионное уравнение связанных магнитоупругих волн можно представить в виде [21]

$$\det ||\delta_{ij} + x_{ij}|| = 0. \tag{7}$$

Вид элементов $x_{ij}$ приведен в работах [15,21].

Уравнение (7) получено при точном учете ОА и магнитоупругого взаимодействия и определяет спектры связанных магнитоупругих волн при произвольном соотношении материальных констант и произвольных температурах (вплоть до $T_C$, исключая флуктуационную область).

Рассмотрим решения дисперсионного уравнения (7) в случае, когда константа биквадратичного обмена превосходит константу билинейного обмена и константу ОА ($K_0 > J_0 > \beta$). Подобная ситуация, без учета ОА, рассматривалась в работе [15]. В этом случае параметры порядка системы (5) имеют вид

$$\left\langle S^z \right\rangle = 0, \quad q_2^0 = q_2^2 = 1,$$

и в системе реализуется однородная КУ фаза. Энергетические уровни магнитного иона равны:

$$E_1 = -\frac{2}{3}K_0 - \frac{\beta}{2} + \lambda u_{xx}^{(0)}, \quad E_{-1} = \frac{K_0}{3} - \frac{\beta}{2} + \lambda u_{yy}^{(0)},$$

$$E_0 = \frac{K_0}{3} + \lambda(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}), \tag{8}$$

а амплитуды трансформаций (6) имеют следующий вид:

$$T_n^{\alpha_3} = \frac{\lambda}{2} T_n^0(k,t) ke_t^y, \quad T_n^{\alpha_4} = -\frac{\lambda}{2} T_n^0(k,t) ke_t^y. \tag{9}$$

Спонтанные деформации в данном состоянии равны:

$$u_{xx}^{(0)} = -\frac{\lambda}{E}, \quad u_{yy}^{(0)} = \frac{\lambda\sigma}{E}, \quad u_{xz}^{(0)} = 0. \tag{10}$$

Из выражений (8) и (10) видно, что учет ОА нарушает равенство спонтанных деформаций и приводит к снятию вырождения между энергетическими уровнями $E_0$ и $E_{-1}$ (см. [15]). Как следствие, высокочастотные ($\varepsilon_\parallel$) и низкочастотные ($\varepsilon_\perp$) спектры квазимагнонов в КУ фазе различны и имеют вид

$$\varepsilon_\perp(k) = \left\{ \left( \frac{\beta}{2} + b_0\sigma + \gamma k^2 \right) \times \right.$$

$$\left. \times \left[ 2\left( K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3} \right) + \frac{\beta}{2} + b_0\sigma^2 + 2\Omega_0 k + (2\alpha - \gamma)k^2 \right] \right\}^{1/2}, \tag{11}$$

$$\varepsilon_{\|}(k)=\left\{[\gamma k^2+b_0(1+\sigma)]\times\right.$$

$$\left.\times\left[2\left(K_0+\frac{2}{3}A_0-J_0\right)+b_0(1+\sigma)-2\Omega_0 k+(2\alpha-\gamma)k^2\right]\right\}^{1/2}. \qquad (12)$$

Здесь $b_0=\lambda^2/E, \alpha=J_0R_0^2, \gamma=K_0\tilde{R}_0^2, R_0, \tilde{R}_0$ — радиусы билинейного и биквадратичного обменных взаимодействий соответственно.

Из дисперсионного уравнения (7) и амплитуд трансформаций (9) следует, что спектры $l$- и $t$-поляризованных квазифононов остаются линейными по волновому вектору. При этом скорость звука поперечно поляризованных квазифононов перенормируется.

Выражение (11) позволяет определить поле устойчивости КУ фазы:

$$\beta^{QU}=4\left(J_0+\frac{A_0}{3}-K_0-\frac{b_0\sigma}{2}\right). \qquad (13)$$

Как видно из (13), данное состояние может реализовываться только в случае, когда константа биквадратичного взаимодействия отвечает условию $K_0<J_0+\frac{A_0}{3}-\frac{b_0\sigma}{2}$. Из последнего неравенства видно, что в системе не может реализовываться пространственно неоднородное состояние КУ типа.

Таким образом, учет ОА не только приводит к снятию вырождения возбужденных энергетических уровней, что проявляется в несовпадении спектров (11) и (12) (в отличие от [15]), но и препятствует образованию пространственно неоднородной квадрупольной фазы, в которой неоднородность связана с распределением главных осей тензора квадрупольного упорядочения (см. [15]).

Рассмотрим теперь случай, когда $J_0>K_0$. В системе реализуется ферромагнитная фаза. При этом параметры порядка (6) принимают следующие значения:

$$\left\langle S^z\right\rangle=1, \quad q_2^0=1, \quad q_2^2=0.$$

В этом случае амплитуды трансформаций (7) имеют вид

$$T_n^{\alpha_3}=i\frac{\lambda}{2}\{T_n^0(k,l)ke_l^x-iT_n^0(k,t)ke_t^y\},$$

$$T_n^{\alpha_4}=i\frac{\lambda}{2}\{T_n^0(k,l)ke_l^x+iT_n^0(k,t)ke_t^y\}. \qquad (14)$$

Учет влияния магнитоупругого взаимодействия в этом состоянии приводит к гибридизации магнитных и упругих возбуждений и формированию магнитоупругих волн. Из (14) следует, что в системе распространяется эллиптически поляризованная (в плоскости пленки) магнитоупругая волна. При этом, как следует из решений уравнения (7), скорости продольной и поперечной компонент перенормируются.

Решения уравнения (7) также определяют спектры квазимагнонов, которые в длинноволновом пределе имеют вид

$$\varepsilon_{\perp}^2(k)=\left\{\alpha k^2+\frac{\beta}{2}-A_0-\frac{b_0(1+\sigma)}{2}\right\}\times$$

$$\times\left\{\alpha k^2+\Omega_0 k+\frac{\beta}{2}-A_0-\frac{b_0(1+\sigma)}{2}\right\},$$

$$\varepsilon_{\|}(k)=2\left(J_0-K_0-\frac{2A_0}{3}\right).$$

Из обращения в нуль щели в спектре низкочастотных квазимагнонов можно определить поле устойчивости ФМ фазы:

$$\beta^{FM}=2A_0+b_0(1+\sigma). \qquad (15)$$

Таким образом, учет ОА типа «легкая ось», перпендикулярной плоскости пленки, значительно влияет на состояние системы. В ФМ состоянии ОА приводит к формированию эллиптически поляризованной магнитоупругой волны, скорости продольной и поперечной компонент которой перенормируются вследствие взаимодействия упругой и магнитной подсистем. Кроме того, учет ОА приводит к невозможности реализации пространственно неоднородного состояния, в отличие от [15]. Можно предположить, что фазовый переход между ФМ и КУ фазами протекает через квадрупольно-ферромагнитное (КФМ) состояние, которое характеризуется следующими значениями параметров порядка:

$$\left\langle S^z\right\rangle=\left(1-\left[\frac{\lambda(u_{xx}^{(0)}-u_{yy}^{(0)})}{2(K_0-J_0-V_0^{zz})}\right]^2\right)^{1/2},$$

$$q_2^2=\frac{\lambda(u_{xx}^{(0)}-u_{yy}^{(0)})}{2(K_0-J_0-V_0^{zz})}$$

и является фазовым переходом первого рода.

Из сравнения выражений (13) и (15) можно определить область существования КФМ фазы:

$$\Delta\beta=\beta^{FM}-\beta^{QU}=4(K_0-J_0)+\frac{2}{3}A_0+b_0(1+3\sigma).$$

Таким образом, фазовый переход по материальным константам между ФМ и КУ фазами является переходом первого рода, протекающим через КФМ состояние без гистерезиса. Отсутствие гистерезиса — следствие учета ОА. Схематично фазовая диаграмма представлена на рис. 1.

Рассмотрим влияние внешнего магнитного поля на исследуемую систему. Гамильтониан системы в этом случае будет иметь вид (1), но с дополнительным слагаемым $-H\sum_n S_n^y$, описывающим зеемановскую энергию, где $H$ — внешнее магнитное поле в энергетических единицах, действующее в плоскости пленки.

Предположим, что энергия внешнего магнитного поля не превосходит энергии биквадратичного и билинейного взаимодействий ($K_0 > J_0 > H$). В этом случае в системе может реализоваться угловая фаза, т.е. вектор намагниченности образует некоторый угол $\varphi$ с осью анизотропии.

Используя представления Голстейна–Примакова для спиновых операторов [20], гамильтониан можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}^{(1)} + \mathcal{H}^{(2)},$$

первое из которых линейно по операторам рождения и уничтожения магнонов, второе квадратично. Из условия обращения в нуль гамильтониана $\mathcal{H}^{(1)}$ найдем зависимость угла $\varphi$ от материальных параметров системы и внешнего поля:

$$\sin\varphi = \frac{H}{\beta - K_0 - A_0}. \tag{16}$$

Из (16) видно, что угловая фаза может реализовываться лишь в случае, когда анизотропия достаточно велика:

$$\beta > K_0 + A_0. \tag{17}$$

Рассмотрим этот случай более подробно. Решение дисперсионного уравнения (подробный вывод которого представлен в работе [27]) связанных магнитоупругих волн позволяет определить спектры квазифононов и квазимагнонов:

$$\omega_{\text{ph}}(k) = \widetilde{\omega}(k)\left\{\zeta k^2 - K_0 + \beta - A_0 + H\sin\varphi + \sin^2\varphi\left[\frac{K_0}{2} - \Omega_0 k + 2(A_0 - \beta - b_0(2+\sigma))\right] + \left(\frac{K_0}{2} + 4b_0\right)\sin^4\varphi\right\}^{\frac{1}{2}} \times$$
$$\times\left\{\zeta k^2 - K_0 + \beta - A_0 + H\sin\varphi + \sin^2\varphi\left[\frac{K_0}{2} - \Omega_0 k + 2(A_0 - \beta - b_0)\right] + \sin^4\varphi\left(\frac{K_0}{2} + 4b_0\right)\right\}^{-\frac{1}{2}}, \tag{18}$$

$$\varepsilon^2(k) = \left\{\zeta k^2 - K_0 + \beta - A_0 + H\sin\varphi + \sin^2\varphi\left[\frac{K_0}{2} - \Omega_0 k + 2(A_0 - \beta - b_0)\right] + \sin^4\varphi\left(\frac{K_0}{2} + 4b_0\right)\right\}\times$$
$$\times\left\{\zeta k^2 - K_0 + \beta - A_0 + \Omega_0 k - \sin^2\varphi\left[\frac{K_0}{2} - 2A_0 + \beta - 2b_0\right] + \sin^4\varphi\left(\frac{K_0}{2} - b_0\right)\right\}, \tag{19}$$

где $\zeta = \alpha + \frac{3}{2}\gamma$.

Структура квазифононных спектров свидетельствует о том, что в системе возможна реализация пространственно неоднородного состояния. Действительно, спектр квазифононов (18) имеет минимум при $k^* = \frac{\Omega_0 \sin^2\varphi}{2\zeta}$. Следовательно, при

$$H_1 \approx \beta - \frac{7}{4}K_0 - A_0 \tag{19}$$

происходит размягчение квазифононной ветви, а в спектре квазимагнонов возникает магнитоупругая щель $\varepsilon^2(k^*)\big|_{H=H_1} \approx b_0(1+\sigma)K_0$, усиленная биквадратичным обменом.

Необходимо отметить, что неоднородность связана с распределением намагниченности. Таким образом, в системе может реализовываться доменная структура, период которой равен $\frac{1}{k^*} = \frac{2\zeta}{\Omega_0 \sin^2\varphi}$.

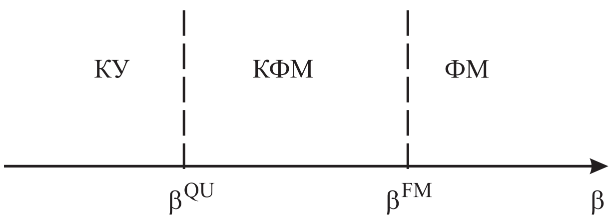


*Рис. 1.* Фазовая диаграмма анизотропного 2*D* негейзенберговского ферромагнетика в отсутствие внешнего магнитного поля.

Выражение (19) определяет точку устойчивости угловой фазы. Кроме того, из (19) следует более жесткое ограничение, чем (17), на константу ОА:

$$\beta \geq \frac{7}{4} K_0 + A_0.$$

Рассмотрим теперь случай малой анизотропии:

$$\beta < K_0 + A_0. \tag{20}$$

Как отмечалось ранее, в этом случае угловая фаза не реализуется. Это означает, что при таком соотношении материальных констант намагниченность составляет с осью анизотропии угол $\varphi = \pi/2$, т.е. вектор намагниченности лежит в плоскости образца.

Параметры порядка системы существенно зависят от величины внешнего поля, и в рассматриваемом случае могут принимать следующие значения:

$$0 < \left\langle S^z \right\rangle \equiv \cos 2\theta < 1, \qquad q_2^0 = 1, \qquad 0 < q_2^2 \equiv \sin 2\theta < 1.$$

Такое поведение параметров порядка свидетельствует о реализации КФМ фазы.

Исследуем плотность свободной энергии системы в этом состоянии:

$$F = -\frac{K_0}{2} - \frac{J_0}{2} - \frac{\beta}{4} - H + \frac{b_0}{2}\left(2\sigma - \frac{7}{4}\right) + \sin 2\theta \times$$
$$\left\{\frac{\beta}{4} - \frac{b_0}{2}\left(\sigma + \frac{1}{2}\right)\right\} + \sin^2 2\theta \left\{\frac{J_0}{2} - \frac{K_0}{6} + \frac{H}{2} - \frac{b_0}{8}\left(\frac{1}{2} + \sigma\right)\right\} +$$
$$+ \sin^4 2\theta \left(\frac{H}{8}\right) + \sin^6 2\theta \left(\frac{H}{16}\right). \tag{21}$$

Наличие слагаемого, линейного по параметру порядка ($\sin 2\theta$) в (21), свидетельствует о возможности фазового перехода первого рода. При этом поле устойчивости равно

$$H_2 = \frac{K_0}{3} - J_0 + \frac{b_0}{4}\left(\sigma + \frac{1}{2}\right). \tag{22}$$

Рассмотрим случай больших полей ($H > K_0 > J_0$). Поле, как и ранее, ориентировано в плоскости пленки. При таких полях система будет находиться в ФМ фазе, причем вектор намагниченности ориентирован по полю.

Параметры порядка системы в этой фазе имеют вид

$$\left\langle S^z \right\rangle = 1, \quad q_2^0 = 1, \quad q_2^2 = 0.$$

В данной фазе спектры квазимагнонов определяются уравнением (7):

$$\varepsilon_\perp(k) = \left[\left(H + A_0 - \frac{\beta}{4} + \frac{3}{4} b_0 - \Omega_0 k + \alpha k^2\right) \times \right.$$
$$\left. \times \left(H - \frac{\beta}{4} + \frac{3}{4} b_0 + \Omega_0 k + \alpha k^2\right)\right]^{1/2},$$

$$\varepsilon_\parallel(k) = 2\left(J_0 - K_0 + H + \frac{A_0}{3}\right).$$

Спектры квазифононов также определяются из уравнения (7):

$$\omega_1^2(k) = \omega_l^2(k) \frac{2\left(J_0 + H + \frac{A_0}{3} - K_0 - \frac{b_0}{4}\right) + \gamma k^2}{2\left(J_0 + H + \frac{A_0}{3} - K_0\right) + \gamma k^2}, \tag{23}$$

$$\omega_2^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{\alpha k^2 + \Omega_0 k + H - \frac{\beta}{4} - \frac{b_0}{4}}{\alpha k^2 + \Omega_0 k + H - \frac{\beta}{4} + \frac{3b_0}{4}}. \tag{24}$$

Выражение (24) позволяет определить поле устойчивости ФМ фазы:

$$H_3 = \frac{\beta}{4} + \frac{b_0}{4}. \tag{25}$$

При $H = H_3$ спектр $t$-поляризованных квазифононов размягчается:

$$\omega_2^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{\alpha k^2 + \Omega_0 k}{b_0},$$

а спектр продольно-поляризованных квазифононов остается линейным. В спектре низкочастотных квазимагнонов возникает магнитоупругая щель, усиленная магнитодипольным взаимодействием:

$$\varepsilon_\perp(0) = b_0 A_0.$$

## Заключение

Проведенные исследования позволили выяснить влияние легкоосной ОА на фазовые состояния $2D$ негейзенберговского ферромагнетика.

В случае отсутствия внешнего магнитного поля в изотропном негейзенберговском магнетике [15] спонтанные деформации совпадают, что приводит к вырождению возбужденных энергетических уровней $E_0$ и $E_{-1}$. Как показано в данной работе, учет ОА нарушает симметрию системы, что проявляется в несовпадении спонтанных деформаций и снятии вырождения возбужденных энергетических уровней. Это приводит к невозможности реализации пространственно неоднородного состояния КУтипа. Кроме того, в ФМ состоянии учет ОА приводит к формированию эллиптически поляризованной МУ волны (14). При этом фазовый переход по материальным константам между ферромагнитной и квадрупольной фазами является переходом первого рода, протекающим через КФМ состояние без гистерезиса.

Существенным образом влияние ОА проявляется и при наличии внешнего магнитного поля. Так, в области достаточно малых полей и больших значений одноионной анизотропии (превосходящих биквадратичный обмен), система находится в угловой фазе, в которой вектор намагниченности образует угол с плоскостью пленки $\left(\sin\varphi \sim 1-\dfrac{K_0}{\beta}\right)$. При этом влияние магнитодипольного взаимодействия мало, поскольку мала компонента намагниченности, перпендикулярная плоскости пленки.

Увеличение поля выше критической величины $H_1$ (см. (19)) приводит к фазовому переходу первого рода в пространственно неоднородное состояние по намагниченности. Дальнейшее увеличение поля, выше $H_3$ (см. (25)), переводит систему в ФМ фазу. Эта ситуация схематично представлена на рис. 2,*б*.

Если же константа ОА мала (см. (20)), то реализация угловой фазы в системе не выгодна, и при $H \neq 0$ в системе реализуется КФМ фаза. При увеличении магнитного поля система путем фазового перехода первого рода переходит в ФМ фазу. Соответствующие линии устойчивости фаз показаны на рис. 2,*а*.

Таким образом, легкоосная анизотропия существенно влияет на формирование как однородных фаз, так и доменной фазы негейзенберговского двумерного ферромагнетика.

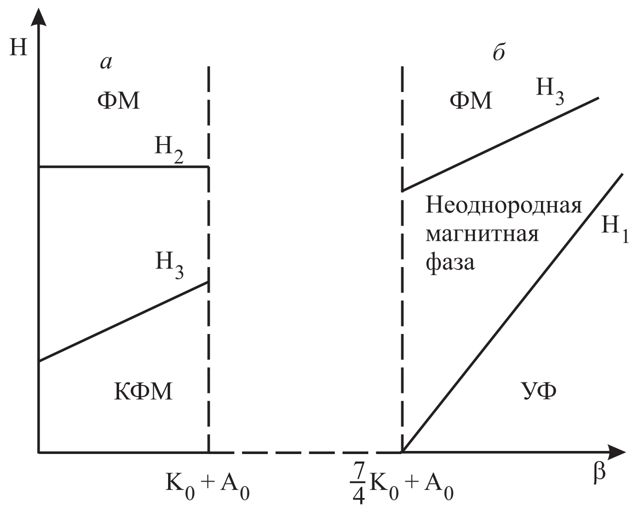


*Рис. 2.* Фазовая диаграмма анизотропного 2*D* негейзенберговского ферромагнетика во внешнем магнитном поле.

Авторы выражают благодарность Министерству образования и науки Украины за финансовую поддержку (грант 250/06).

1. T. Tsurento and T. Murano, *Physica* **51**, 186 (1971).
2. C. Ishikawa and Y. Endo, *Prog. Theor. Phys.* **55**, 650 (1976).
3. В.Г. Борисенко, Ю.В. Переверзенцев, *ФНТ* **11**, 730 (1985).
4. K.M. Diederix, H.A. Algra, J.P. Groen et al., *Phys. Lett.* **A60**, 247 (1977).
5. В.П. Дьяконов, Э.Е. Зубов, Ф.П. Онуфриева, А.В. Сайко, И.М. Фита, *ЖЭТФ* **93**, 1775 (1987).
6. F.J. Varret, *Phys. Chem. Solids* **37**, 257 (1976).
7. I.I. Smit, L.I. De Jongh, D. De Klerk et al. *Physica* **86**, 1147 (1977).
8. N. Wada, K. Amaja, and T.J. Haseda, *Phys. Soc. Jpn*. **43**, 34 (1977).
9. H.A. Algra, I. Bartolome, L.I. De Jongh et al., *Physica* **93**, 35 (1978).
10. W.G. Bos, T.O. Klassen, N.J. Pouks, and R.I. Carlin, *J. Magn. Magn. Mater*. **15**–**18**, 464 (1980).
11. T. Morija, *Phys. Rev*. **117**, 635 (1960).
12. Э.Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями*, Наука, Москва (1988).
13. H.H. Chen and P.M. Levy, *Phys. Rev. Lett*. **27**, 1383 (1971).
14. В.М. Матвеев, *ЖЭТФ* **65**, 1626 (1973).
15. Yu.A. Fridman, Ph.N. Klevets, and D.A. Matyunin, *Physica* **B382**, 156 (2006)
16. R.P. Erickson and D.L. Mills, *Phys. Rev*. **B46**, 861 (1992).
17. A. Kashuba and V.L. Pokrovsky, *Phys. Rev. Lett*. **70**, 3155 (1993).
18. H.A. Brown, *Phys. Rev*. **4**, 115 (1971).
19. Е.А. Туров, В.Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).
20. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
21. Yu.A. Fridman and O.A. Kosmachev, *J. Magn. Magn. Mater.* **236**, 272 (2001).
22. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория упругости,* Наука, Москва (1965).
23. Р.О. Зайцев, *ЖЭТФ* **68**, 207 (1975).
24. В.В. Вальков, Т.А. Валькова, С.Г. Овчинников, *ЖЭТФ* **88**, 550 (1985).
25. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1976).
26. Ю.А Изюмов, Ф.А. Касан-Оглы, Ю.Н Скрябин, *Полевые методы в теории ферромагнетизма*, Наука, Москва (1974).
27. В.Г. Барьяхтар, В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, *Функции Грина в теории магнетизма*, Наукова думка, Киев (1984).

## The influence of the single-ion anisotropy on the phase states of 2*D* non-Heisenberg ferromagnets

Yu.A. Fridman, D.A. Matyunin, and Ph.N. Klevets

The phase states and the spectra of elementary excitations of a 2D non-Heisenberg ferromagnet have been investigated. It is shown that the single-ion anisotropy essentially affects both the formation of the quadrupolar phase and the realization of a canted phase. The conditions of the phase transition regarding both the material constants and the magnetic field have been found. The phase diagrams of the system are plotted.

PACS: **75.10.–b** General theory and models of magnetic ordering;
75.30.Gw Magnetic anisotropy;
**72.55.+s** Magnetoacoustic effects.

Keywords: biquadratic exchange, single-ion anisotropy, phase transitions.