

Фазовые переходы в 2D- и 3D-негейзенберговских ферромагнетиках с анизотропией, зависящей от температуры

© Ю.А. Фридман, Д.А. Матюнин

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского,
95007 Симферополь, Украина

E-mail: frid@tnu.crimea.ua

(Поступила в Редакцию 11 мая 2007 г.

В окончательной редакции 21 августа 2007 г.)

Рассмотрена модель негейзенберговского ферромагнетика, в которой предполагается линейная зависимость константы одноионной анизотропии от температуры. Определены условия фазовых переходов по температуре в 2D и 3D-негейзенберговских ферромагнетиках. Показано, что в случае преобладающего биквадратичного взаимодействия в системе возможна реализация квадрупольных состояний, определяемых ориентацией квадрупольного момента. В 2D-магнетиках фазовый переход по температуре между квадрупольными состояниями в зависимости от соотношения материальных констант может протекать двумя путями: как фазовый переход второго рода с непрерывным изменением ориентации главных осей тензора квадрупольных моментов либо как фазовый переход первого рода с гистерезисом через состояние с неоднородным распределением главных осей тензора квадрупольных моментов. В 3D-магнетиках фазовый переход между квадрупольными состояниями является фазовым переходом первого рода с гистерезисом. Построены фазовые диаграммы системы.

Работа поддержана Министерством образования и науки Украины (проект № 250/06).

PACS: 75.10.-b, 75.30.Gw, 72.55.+s

1. Введение

Ультратонкие магнитные пленки толщиной несколько атомных слоев являются предметом пристального изучения как экспериментальной, так и теоретической физики. Не в последнюю очередь этот интерес вызван широким применением низкоразмерных магнитных систем в качестве элементной базы при создании устройств хранения и записи информации, в сенсорах, лазерной технике [1,2].

Однако помимо практического использования такие системы представляют большой теоретический интерес, поскольку свойства двумерных магнитных пленок существенно отличаются от свойств трехмерных магнитных систем [3].

Одно из существенных отличий заключается в отсутствии дальнего магнитного порядка в изотропных двумерных системах [3]. Однако учет малых (по сравнению с обменным взаимодействием) релятивистских взаимодействий, нарушающих симметрию системы, приводит к формированию дальнего магнитного порядка в двумерных магнетиках [4–7]. К таким взаимодействиям можно отнести магнитоупругое (МУ), магнитодипольное (МД) взаимодействия и одноионную анизотропию (ОА). Помимо стабилизации дальнего магнитного порядка учет таких взаимодействий может приводить к переориентационным фазовым переходам. Так, в ходе экспериментальных исследований в ультратонких магнитных пленках Fe/Cu(100), Fe/Ag(100), Co/Au(111) и др. с ростом температуры наблюдалась переориентация вектора намагниченности, перпендикулярного плоскости пленки, в плоскость пленки [5,8–14]. Объяснить такую переориентацию намагниченности можно в рамках модели Гейзенберга, учитывая наличие в системе МУ-

взаимодействия и ОА, зависящей от температуры [15,16]. Однако, как хорошо известно, в ряде кристаллических твердых тел, таких как TmAu₂, GdMg, UPd₃, UCu₂Sn и других, были обнаружены магнитные структуры, существование которых невозможно объяснить в рамках модели Гейзенберга [17]. Адекватно описать подобные системы удается только при учете в обменном гамильтониане этих магнетиков обменного взаимодействия более высокого порядка по спиновым операторам, чем билинейный. Учет этих членов в магнетиках со значительным обменным взаимодействием высших порядков по спину приводит к реализации квадрупольного упорядочения (КУ), характеризуемого тем, что в основном состоянии все средние проекции спинов равны нулю, а кооперативное упорядочение происходит не по магнитному моменту, а по квадрупольному [17]. В литературе такие магнетики получили название негейзенберговские. Представляется интересным изучить особенности фазовых переходов по температуре в негейзенберговских магнетиках, предполагая наличие в системе МУ-взаимодействия и ОА. При этом предполагается, что константа ОА является линейной функцией температуры.

Температурную зависимость ОА можно представить в следующем виде [18]:

$$\beta(T) = \beta_0 \left(1 - \frac{T}{T_0}\right), \quad \beta_0 > 0. \quad (1)$$

Такой вид температурной зависимости константы ОА является аппроксимацией экспериментальных данных, полученных для различных магнитных материалов [18,19]. Исходя из этих данных, функция $\beta(T)$ линейна в окрестности точки перегиба (T_0), в которой константа ОА меняет знак.

Кроме того, необходимо отметить следующее обстоятельство: учет МУ-взаимодействия приводит к существенным изменениям как динамических, так и статических свойств магнитоупорядоченной системы (особенно в окрестности фазовых переходов) [20,21]. Немаловажным при этом оказывается размерность упругой подсистемы. Поэтому в нашей модели учтем также МУ- и упругую энергию системы. При этом рассмотрим два случая: с „плоскими“ и „объемными“ МУ- и упругим взаимодействиями. Под „плоской“ упругой системой будем понимать 2D-систему (пленка толщиной несколько атомных слоев), в которой учитываются компоненты тензора деформаций только в плоскости пленки [22]; под „объемной“ — 3D-систему (бесконечный образец), в которой учитываются все компоненты тензора деформаций. Кроме того, при рассмотрении 2D-ферромагнетика учтем МД-взаимодействие, которое может приводить к формированию пространственно неоднородных состояний [23,24].

2. 2D-ферромагнетик

Рассмотрим 2D-анизотропный негеизенберговский ферромагнетик (XOY — плоскость пленки) с учетом МУ- и МД-взаимодействий. Как следует из выражения (1) при относительно низких температурах $T < T_0$, в исследуемой системе реализуется анизотропия типа „легкая ось“, перпендикулярная плоскости пленки. В этом случае гамильтониан исследуемой 2D-системы представим в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,m} [J(n-m)\delta_{ij} + V^{ij}(n-m)] S_n^i S_m^j \\ & - \frac{1}{2} \sum_{n,m} K(n-m)(\mathbf{S}_n \mathbf{S}_m)^2 - \frac{\beta(T)}{2} \sum_n (S_n^z)^2 \\ & + v \sum_n S_n^i S_n^j u_{ij}(n) + \int dr \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \\ & \times [u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + 2\sigma u_{xx} u_{yy} + 2(1-\sigma)u_{xy}^2], \quad (2) \end{aligned}$$

где $J(n-m)$, $K(n-m) > 0$ — константы гейзенберговского и биквадратичного обменных взаимодействий соответственно; S_n^i — i -я компонента спинового оператора в узле n ; u_{ij} — компоненты тензора деформаций; v — константа МУ-взаимодействия; E — модуль Юнга; σ — коэффициент Пуассона; $V^{ij}(n)$ — компоненты тензора МД-взаимодействия. Спин магнитного иона предполагаем равным единице, так как это минимальное значение, при котором возможно существование как биквадратичного взаимодействия, так и ОА. Рассмотрение будет проводиться для случая низких температур ($T_0 \ll T_C$, T_C — температура Кюри).

При $T_C > T > T_0$ в системе реализуется анизотропия типа „легкая плоскость“, причем базисной плоскостью является плоскость пленки. В этом случае константа ОА

меняет знак:

$$\beta(T) = \beta_0 \left(\frac{T}{T_0} - 1 \right).$$

Для точного учета ОА и МУ-взаимодействия воспользуемся техникой операторов Хаббарда [25,26], которые строятся в базисе волновых функций одноузельного гамильтониана. Одноузельный гамильтониан может быть получен при выделении в гамильтониане (2) среднего поля $\langle S^z \rangle$, связанного с упорядочением магнитных моментов, и средних полей (q_2^0, q_2^2), определяющих КУ,

$$q_2^0 = 3 \langle (S_n^z)^2 \rangle - S(S+1),$$

$$q_2^2 = \frac{1}{2} [\langle (S_n^+)^2 \rangle + \langle (S_n^-)^2 \rangle].$$

Учет МУ-взаимодействия приводит к гибридизации упругих и магнитных возбуждений, в результате чего в магнитоупорядоченном кристалле возникает МУ-волна [20,21]. С использованием метода функции Грина [27] удастся получить дисперсионное уравнение, определяющее спектры связанных МУ-волн при произвольном соотношении материальных констант и произвольных температурах (вплоть до T_C , исключая флуктуационную область) [28].

2.1. $J_0 > K_0$. В этом случае преобладающего билинейного взаимодействия ($J_0 > K_0$) параметры порядка принимают следующие значения:

$$\langle S^z \rangle = 1, \quad q_2^0 = 1, \quad q_2^2 = 0, \quad (3)$$

т. е. в системе реализуется ферромагнитная (ФМ) фаза.

Как уже отмечалось ранее, при $T < T_0$ намагниченность перпендикулярна плоскости пленки. Система находится в легкоосной (ЛЮ) фазе. Если же температура $T > T_0$, то система находится в легкоплоскостной (ЛП) фазе. Намагниченность лежит в плоскости пленки. При изменении температуры в исследуемой системе возможны переориентационные фазовые переходы, при которых параметр порядка $\langle S^z \rangle$ меняет ориентацию с перпендикулярной плоскости пленки на плоскостную. Анализ спектров связанных МУ-волн позволяет построить фазовую диаграмму исследуемой системы (рис. 1),

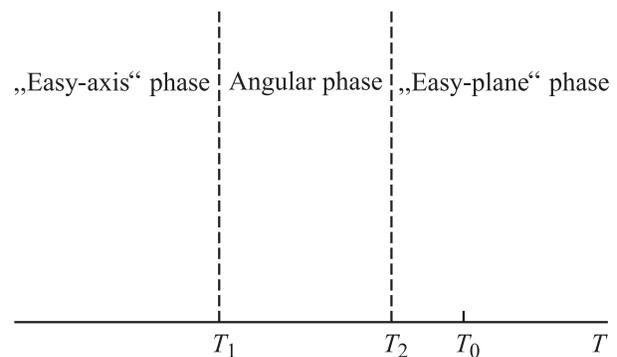


Рис. 1. Фазовая диаграмма 2D-негеизенберговского ферромагнетика при преобладающем гейзенберговском обмене ($J_0 > K_0$).

а температуры фазовых переходов „ЛО-фаза–угловая фаза“ и „ЛП-фаза–угловая фаза“ равны

$$T_1 = T_0 \left[1 - \frac{2}{\beta_0} \left(A_0 + \frac{\nu^2(1-\sigma)}{2E} \right) \right],$$

$$T_2 = T_0 \left(1 - \frac{\nu^2(1-2\sigma)}{\beta_0 E} \right).$$

Температурный интервал существования угловой фазы равен

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{T_0}{\beta_0} \left\{ 2A_0 + \frac{\nu^2\sigma}{E} \right\} > 0.$$

Здесь $A_0 = \frac{3}{2} (g\mu_B)^2 \sum_{R \neq 0} R^{-3}$ — параметр МД-взаимодействия, g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора.

Полученные результаты хорошо согласуются с известными результатами [29], полученными в модели Гејзенберга. Таким образом, в случае преобладающего гејзенберговского обмена ($J_0 > K_0$) биквадратичное обменное взаимодействие практически не оказывает влияния на процессы перемагничивания в ультратонких магнитных пленках.

2.2. $K_0 > J_0$. Рассмотрим теперь противоположную ситуацию, предполагая, что биквадратное обменное взаимодействие существенно больше гејзенберговского. В этом случае намагниченность равна нулю $\langle S^z \rangle = 0$ [17], а квадрупольные параметры порядка принимают следующие значения:

$$q_2^0 = 1, \quad q_2^2 = 1. \quad (4)$$

Такое упорядочение принято называть квадрупольным [17], и оно характеризуется направлением главных осей тензора квадрупольных моментов (q_2^0, q_2^2). При этом в случае низких температур ($T < T_0$) главные оси тензора квадрупольных моментов лежат в плоскости ZOX , перпендикулярной плоскости пленки. Такое фазовое состояние назовем КУ-фазой. В случае высоких температур ($T > T_0$) главные оси тензора квадрупольных моментов лежат в плоскости, совпадающей с плоскостью пленки. Такое фазовое состояние назовем КУ*-фазой.

Определим условия существования этих состояний.

Решения дисперсионного уравнения в случае низких температур ($T < T_0$) определяют высокочастотные (ε_{\parallel}) и низкочастотные (ε_{\perp}) спектры квазимагнонов в КУ-фазе

$$\varepsilon_{\perp}(k) = \sqrt{\left(\frac{\beta}{2} + \frac{\nu^2\sigma}{E} \right) \left\{ 2 \left(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3} \right) + \frac{\beta}{2} + \frac{\nu^2\sigma}{E} + 2\Omega_0 k + (2\alpha - \gamma)k^2 \right\}},$$

$$\varepsilon_{\parallel}(k) = \sqrt{\left(\frac{\nu^2}{E} (1 + \sigma) \right) \times \left\{ 2 \left(K_0 + \frac{2}{3} A_0 - J_0 \right) + \frac{\nu^2}{E} (1 + \sigma) \right\}}. \quad (5)$$

Здесь $\gamma = K_0 \tilde{R}_0^2, \tilde{R}_0$ — радиус биквадратичного обменного взаимодействия.

В этом случае влияние МУ-взаимодействия сводится к перенормировке спектров квазимагнонов, а спектры l - и t -поляризованных квазифононов остаются линейными по волновому вектору. Это обстоятельство обусловлено тем, что МУ-взаимодействие действует в плоскости пленки.

Из условия обращения в нуль щели в спектре квазимагнонов (5) найдем температуру устойчивости КУ-фазы. При этом, как следует из уравнения (5), в зависимости от соотношения материальных констант возможна реализация двух случаев.

Если константа биквадратичного взаимодействия удовлетворяет соотношению $J_0 + \frac{A_0}{3} > K_0 > J_0$, то щель в спектре низкочастотных квазимагнонов равна

$$\varepsilon_{\perp}(0) = \sqrt{\left(\frac{\beta}{2} + \frac{\nu^2\sigma}{E} \right) \left\{ 2 \left(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3} \right) + \frac{\beta}{2} + \frac{\nu^2\sigma}{E} \right\}},$$

и из обращения этой щели в нуль можно найти критическую температуру КУ-фазы:

$$T_3 = T_0 \left\{ 1 - \frac{4}{\beta_0} \left(J_0 + \frac{A_0}{3} - K_0 - \frac{\nu^2\sigma}{2E} \right) \right\}. \quad (6)$$

Если же $K_0 > 2J_0$, необходимо учесть перенормировку щели, связанную с конечностью волнового вектора. Как следует из выражения (5), в спектре $\varepsilon_{\perp}(k)$ имеется минимум при $k^* = \Omega_0/\gamma$. В этом случае щель в спектре квазимагнонов равна

$$\varepsilon_{\perp}(k^*) = \sqrt{\left(\frac{\beta}{2} + \frac{\nu^2\sigma}{E} \right) \left\{ 2 \left(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3} \right) + \frac{\beta}{2} + \frac{\nu^2\sigma}{E} + \frac{\Omega_0^2}{\gamma} \right\}},$$

а значение критической температуры будет зависеть от волнового вектора:

$$T_4 = T_0 \left\{ 1 + \frac{4}{\beta_0} \left(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3} + \frac{\nu^2\sigma}{2E} + \frac{\Omega_0^2}{2\gamma} \right) \right\}. \quad (7)$$

Рассмотрим теперь поведение системы при относительно высоких температурах ($T > T_0$). Как уже отмечалось, при $T > T_0$ компоненты тензора квадрупольных моментов лежат в базисной плоскости, т.е. система находится в КУ*-фазе. Спектры квазифононов также остаются линейными по волновому вектору, а спектры квазимагнонов имеют вид

$$\varepsilon_{\perp}(k) = \sqrt{\left(\frac{\beta}{2} - \frac{\nu^2(\sigma-1)}{E} \right) \left\{ 2 \left(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3} \right) + \frac{\beta}{2} - \frac{\nu^2(\sigma-1)}{E} + 2\Omega_0 k - (\gamma - 2\alpha)k^2 \right\}},$$

$$\varepsilon_{\parallel}(k) = \sqrt{\left(\frac{\beta}{2} - \frac{\nu^2(\sigma-1)}{E} \right) \left\{ 2 \left(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3} \right) + \frac{\beta}{2} - \frac{\nu^2(\sigma-1)}{E} - \frac{2A_0^2}{3} \right\}}. \quad (8)$$

Так же как и в случае низких температур, в зависимости от соотношения материальных констант возможна реализация двух случаев.

При $J_0 + A_0/3 > K_0 > J_0$ щель в спектре квазимагнонов $\varepsilon_{\perp}(k)$, как следует из (8), достигает минимума при $k = 0$:

$$\varepsilon_{\perp}(0) = \sqrt{\left(\frac{\beta}{2} + \frac{v^2(1-\sigma)}{E}\right) \left\{ 2\left(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3}\right) + \frac{\beta}{2} + \frac{v^2(1-\sigma)}{E} \right\}}.$$

Из условия обращения щели в нуль найдем температуру устойчивости КУ*-фазы

$$T_3^* = T_0 \left\{ 1 + \frac{4}{\beta_0} \left(J_0 + \frac{A_0}{3} - K_0 - \frac{v^2(1-\sigma)}{2E} \right) \right\}. \quad (9)$$

Если же $K_0 > 2J_0$, то щель в спектре магнонов достигает минимума при $k^* = \Omega_0/\gamma$ и имеет вид

$$\varepsilon_{\perp}(k^*) = \sqrt{\left(\frac{\beta}{2} + \frac{v^2(1-\sigma)}{E}\right) \left\{ 2\left(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3}\right) + \frac{\beta}{2} + \frac{v^2(1-\sigma)}{E} + \frac{\Omega_0^2}{\gamma} \right\}},$$

а температура устойчивости КУ*-фазы при данном соотношении материальных констант равна

$$T_4^* = T_0 \left\{ 1 - \frac{4}{\beta_0} \left(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3} + \frac{v^2(1-\sigma)}{2E} + \frac{\Omega_0^2}{2\gamma} \right) \right\}. \quad (10)$$

Таким образом, фазовый переход между состояниями КУ- и КУ*-фаз в зависимости от соотношения материальных констант может протекать двумя путями.

1) В случае $J_0 + \frac{A_0}{3} > K_0 > J_0$ фазовый переход будет являться фазовым переходом второго рода (рис. 2).

Чтобы в этом убедиться, рассмотрим явный вид плотности свободной энергии в „угловой“ КУ-фазе

$$F = \left\{ 2 \left(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3} \right) + \frac{\beta}{2} + \frac{v^2\sigma}{E} \right\} \varphi^2 - 4 \left\{ 2 \left(K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3} \right) + \frac{\beta}{2} - \frac{v^2(1+\sigma)}{E} \right\} \varphi^4,$$

где φ — угол, образованный главной осью тензора квадрупольных моментов с осью OZ , причем угол φ предполагается малым ($\varphi \ll 1$).

Из обращения в нуль коэффициента при φ^2 видно, что температура фазового перехода из КУ-фазы в точности совпадает с температурой T_3 , полученной из спектров элементарных возбуждений (см. (6)).

Аналогично можно рассмотреть и плотность свободной энергии в КУ*-фазе. Такое поведение свободной энергии, согласно теории фазовых переходов Ландау–Лифшица [30], показывает, что фазовые переходы из КУ- и КУ*-фаз являются переходами второго рода. Интервал температур (T_3, T_3^*) определяет „угловую“ КУ-фазу, в которой ориентация главных осей тензора квадрупольных моментов „плавно“ меняется с перпендикулярной плоскости пленки на плоскостную. Область температур,

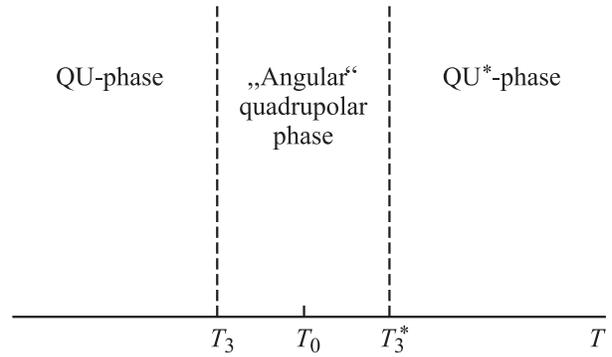


Рис. 2. Фазовая диаграмма 2D-негейзенберговского ферромагнетика при преобладающем биквадратичном обмене в случае $J_0 + \frac{A_0}{3} > K_0 > J_0$.

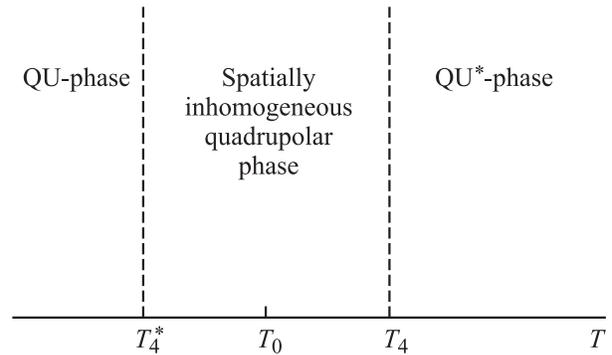


Рис. 3. Фазовая диаграмма 2D-негейзенберговского ферромагнетика при преобладающем биквадратичном обмене в случае $K_0 > 2J_0$.

в которой возможно существование промежуточного „наклонного“ состояния, можно определить из выражений (6) и (9)

$$\Delta T_1 = T_3^* - T_3 = \frac{8T_0}{\beta_0} \left\{ J_0 + \frac{A_0}{3} - K_0 - \frac{v^2}{4E} \right\} > 0.$$

2) В случае $K_0 > 2J_0$ фазовый переход в системе протекает через квадрупольное пространственно неоднородное состояние с периодом пространственной неоднородности $1/k^* = \gamma/\Omega_0$. Причем неоднородность связана с распределением главных осей тензора квадрупольных моментов [31]. Температуры T_4 и T_4^* являются температурами неустойчивости КУ*- и КУ-фаз соответственно. Таким образом, рассматриваемый фазовый переход первого рода с гистерезисом, протекающим через пространственно неоднородное состояние (рис. 3). Из выражений (7) и (10) можно определить интервал температур, в котором существует пространственно неоднородное состояние,

$$\Delta T_2 = T_4 - T_4^* = \frac{8T_0}{\beta_0} \left\{ K_0 - J_0 - \frac{A_0}{3} + \frac{v^2}{4E} + \frac{\Omega_0^2}{2\gamma} \right\} > 0.$$

Таким образом, в 2D-негейзенберговском ферромагнетике МД-взаимодействие существенно меняет спектр

квазимагнонов, усиливая МУ-щель в случае преобладающего билинейного взаимодействия, и приводит к возникновению пространственно неоднородных состояний в случае преобладающего биквадратичного взаимодействия.

3. 3D-ферромагнетик

Рассмотрим теперь 3D-негейзенберговский ферромагнетик. Под 3D-ферромагнетиком будем понимать бесконечный образец, в котором учитываются все компоненты тензора деформаций. При этом МД-взаимодействие в такой системе очень мало и в данном случае не учитывается. При $T < T_0$ в системе реализуется анизотропия типа „легкая ось“. В этом случае гамильтониан 3D-системы представим в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,m} J(n-m) \mathbf{S}_n \mathbf{S}_m - \frac{1}{2} \sum_{n,m} K(n-m) (\mathbf{S}_n \mathbf{S}_m)^2 \\ & - \frac{\beta(T)}{2} \sum_n (S_n^z)^2 + v \sum_n S_n^i S_n^j u_{ij}(n) + \frac{E}{2(1-\sigma^2)} \\ & \times [u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2 + 2\sigma(u_{xx}u_{yy} + u_{xx}u_{zz} + u_{yy}u_{zz}) \\ & + 2(1-\sigma)(u_{xy}^2 + u_{xz}^2 + u_{yz}^2)]. \end{aligned} \quad (11)$$

При относительно высоких температурах $T > T_0$ в системе реализуется ОА типа „легкая плоскость“. Константа ОА в гамильтониане (11) меняет знак. Рассмотрим решение дисперсионного уравнения для 3D-магнетика.

3.1. Как и ранее, рассмотрим в начале случай большого билинейного обмена ($J_0 > K_0$). Когда константа билинейного взаимодействия превосходит константу биквадратичного взаимодействия, параметры порядка принимают значения, определяемые выражением (3). В системе реализуется ФМ-фаза. В этом случае спектр квазифононов имеет вид

$$\omega^2 = \omega_i^2 \frac{\alpha k^2 + \frac{\beta}{2}}{\alpha k^2 + \frac{\beta}{2} + \frac{v^2}{2E}}. \quad (12)$$

Из выражения (12) следует, что спектр квазифононов размягчается при

$$\beta_0 \left(1 - \frac{T}{T_0}\right) = 0,$$

откуда температура фазового перехода равна $T_5 = T_0$.

В случае высоких температур $T > T_0$ спектр квазифононов имеет следующий вид:

$$\omega^2 = \omega_i^2 \frac{\alpha k^2 + \frac{\beta}{4}}{\alpha k^2 + \frac{\beta}{4} + \frac{v^2}{2E}}.$$

Температура фазового перехода может быть найдена из условия $\beta_0(T/T_0 - 1) = 0$ и равна $T_6 = T_0$. Таким образом, в случае 3D-ферромагнетика компоненты

тензора МУ-взаимодействия компенсируют друг друга, благодаря чему температуры фазовых переходов из ЛО- в ЛП-фазу и наоборот совпадают ($T_5 = T_6 = T_0$).

Полученные результаты полностью согласуются с результатами работы [29]. Таким образом, негейзенберговский характер обменного взаимодействия в случае преобладающего билинейного взаимодействия не влияет на температуру фазовых переходов в 3D-системе.

3.2. Рассмотрим теперь противоположную ситуацию ($K_0 > J_0$) для 3D-ферромагнетика. Так же как и в случае 2D-магнетика при $K_0 > J_0$, параметры порядка равны $\langle S^z \rangle = 0$, $q_2^0 = 1$, $q_2^z = 1$.

Решение дисперсионного уравнения в случае низких температур ($T < T_0$) позволяет определить спектр низкочастотных квазимагнонов в КУ-фазе

$$\varepsilon_{\perp}(k) = \sqrt{\left(\frac{\beta}{2} + \frac{v^2(2\sigma+1)}{E} + \gamma k^2\right) \times \left\{2(K_0 - J_0) + \frac{\beta}{2} + \frac{v^2(2\sigma+1)}{E}\right\}}. \quad (13)$$

в то время как высокочастотный спектр (ε_{\parallel}) является бездисперсионным. Из обращения в нуль щели в спектре (13) можно определить температуру фазового перехода из КУ-фазы

$$T_7 = T_0 \left\{1 + \frac{2v^2(1+2\sigma)}{E\beta_0}\right\}. \quad (14)$$

В случае высоких температур спектр низкочастотных магнонов также представим в виде (13), а температура фазового перехода будет равна

$$T_7^* = T_0 \left\{1 - \frac{2v^2(1+2\sigma)}{E\beta_0}\right\}. \quad (15)$$

Фазовый переход между КУ- и КУ*-фазами является фазовым переходом первого рода с гистерезисом. Из выражений (14) и (15) получим температурный интервал сосуществования фаз

$$\Delta T = T_7 - T_7^* = T_0 \frac{4v^2(1+2\sigma)}{E\beta_0}.$$

Таким образом, в 3D-негейзенберговском магнетике МУ-взаимодействие существенно влияет на состояние системы. В случае реализации ФМ-состояния компоненты МУ-взаимодействия компенсируют друг друга, приводя к равенству температур фазовых переходов из ЛО- в ЛП-фазу и наоборот. При реализации КУ-состояний конкуренция между МУ-взаимодействием и ОА приводит к существованию фазового перехода первого рода с гистерезисом.

4. Заключение

Проведенные исследования позволили определить особенности температурных фазовых переходов в негейзенберговских 2D- и 3D-ферромагнетиках.

В случае преобладающего гейзенберговского обменного взаимодействия влияние биквадратичного обменного взаимодействия на фазовые состояния и температуры фазовых переходов как 2D-, так и 3D-ферромагнетиков практически не сказывается. В 2D-ферромагнетике эти переходы происходят как переориентация вектора намагниченности из направления перпендикулярного плоскости пленки в плоскость пленки через угловую фазу. В 3D-ферромагнетике эта переориентация происходит скачком.

Боле интересная ситуация наблюдается в случае, когда биквадратичное обменное взаимодействие превосходит билинейное ($K_0 > J_0$). В этом случае в системе реализуются квадрупольные фазы с различными ориентациями тензора квадрупольных моментов. Температурные фазовые переходы в этом случае сводятся к переориентации направления главных осей тензора квадрупольных моментов из плоскости, перпендикулярной поверхности пленки, в плоскость пленки. Причем если $J_0 + \frac{A_0}{3} > K_0 > J_0$, то эта переориентация происходит как плавный поворот главных осей тензора квадрупольных моментов. Если же $K_0 > 2J_0$, то при переориентации система „проходит“ через пространственно неоднородное состояние. Неоднородность этого состояния связана не с распределением векторного параметра порядка (поскольку в данном случае $\langle S \rangle = 0$), а с неоднородным распределением компонент тензора квадрупольных моментов.

Если же образец объемный (3D), то, естественно, пространственно неоднородное состояние в нем не реализуется, а переориентация главных осей тензора квадрупольных моментов происходит через „угловую“ квадрупольную фазу. Причем область существования этого состояния определяется в основном МУ-взаимодействием.

Список литературы

- [1] P. Pouloupoulos, K. Baberschke. *J. Phys.: Cond. Mater* **11**, 9495 (1999).
- [2] M.T. Johnson, P.J.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder, J.J. de Vries. *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1409 (1996).
- [3] N.D. Mermin, H. Wagner. *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133 (1966).
- [4] С.В. Малеев. *ЖЭТФ* **70**, 2344 (1976).
- [5] N.C. Koon, B.T. Jonker, F.A. Volkening, J.J. Krebs, G.A. Prinz. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2463 (1987).
- [6] C. Liu, E.R. Moog, S.D. Bader. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2422 (1988).
- [7] Б.А. Иванов, Е.В. Тартаковская. *Письма в ЖЭТФ* **63**, 792 (1996).
- [8] M. Przybylski, I. Kaufmann, U. Gradmann. *Phys. Rev. B* **40**, 8631 (1989).
- [9] R. Allenspach, M. Stampanoni, A. Bischof. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3344 (1990).
- [10] R. Allenspach, A. Bischof. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3385 (1992).
- [11] W.L. O'Brien, B.P. Tonner. *Surf. Sci.* **334**, 10 (1995).
- [12] J.J. Krebs, B.T. Jonker, G.A. Prinz. *J. Appl. Phys.* **63**, 3467 (1988).
- [13] D.P. Pappas, K.-P. Kämper, H. Hopster. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3179 (1990).
- [14] Z.Q. Qiu, J. Pearson, S.D. Bader. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1006 (1993).
- [15] Ю.Н. Мищай, Ю.А. Фридман, Д.В. Спири. *ФНТ* **25**, 1056 (1999).
- [16] Yu.A. Fridman, D.V. Spirin, Ph.N. Klevets. *Phys. Stat. Sol. (b)* **232**, 264 (2002).
- [17] Э.Л. Нагаев. *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями*. Наука, М. (1988). 231 с.
- [18] N. Miyata. *J. Phys. Soc. Jap.* **16**, 1291 (1961).
- [19] С. Тикадзуми. *Физика ферромагнетизма*. Мир, М. (1987). Т. 2. 420 с.
- [20] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. *УФН* **140**, 429 (1983).
- [21] А.И. Ахизер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. *Спиновые волны*. Наука, М. (1967). 367 с.
- [22] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория упругости*. Наука, М. (1987). 244 с.
- [23] У.Ф. Браун. *Микромагнетизм*. Наука, М. (1979). 160 с.
- [24] J. Arlett, J.P. Whitehead, A.V. MacIsaac, K. De'Bell. *Phys. Rev. B* **54**, 3394 (1996).
- [25] Р.О. Зайцев. *ЖЭТФ* **68**, 207 (1975).
- [26] Ю.Н. Мищай, Ю.А. Фридман. *ТМФ* **81**, 263 (1989).
- [27] В.Г. Барьяхтар, В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский. *Функция Грина в теории магнетизма*. Наук. думка, Киев (1984). 336 с.
- [28] Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev. *J. Magn. Magn. Mater.* **236**, 272 (2001).
- [29] Yu.A. Fridman, D.V. Spirin, Ph.N. Klevets. *J. Magn. Magn. Mater.* **253**, 105 (2002).
- [30] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Статистическая физика*. Наука, М. (1976). Ч. 1. 583 с.
- [31] Yu.A. Fridman, Ph.N. Klevets, D.A. Matyunin. *Physica B* **382**, 156 (2006).