

# ФЕРОМАГНІТНА ФАЗА ОДНОВІСНОГО МАГНЕТИКА У ПРИСУТНОСТІ АНІЗОТРОПНОЇ БІКВАДРАТИЧНОЇ ОБМІННОЇ ВЗАЄМОДІЇ

І. ШАПОВАЛОВ

Одеський національний університет ім. І.І. Мечникова  
(Вул. Дворянська, 2, Одеса 270100)

УДК 537.61  
©2010

Досліджено феромагнітну фазу (ФМФ) одноосового магнетика з одноіонною анізотропією (ОА) типу "легка площина" та анізотропною біквадратною обмінною взаємодією (БОВ). Розглянуто випадок, коли значення вузлового спіну дорівнює одиниці  $S = 1$ . Одержано вирази для двох гілок спектра спінових збуджень при скінченних температурах та визначено умови стійкості мод спектра. Побудовано діаграму стійкості мод спектра в координатах  $T - h$ , з якої випливає, що за певних умов у системі зі зниженням температури спочатку відбувається порушення стійкості мод спектра, а потім, з подальшим зниженням температури, стійкість мод спектра відновлюється, тобто спостерігається реентрантна поведінка. Доведено, що температура фазового переходу (ФП) другого роду між ФМФ та фазою зі спонтанно порушеною симетрією суттєво залежить від константи анізотропії БОВ.

## 1. Вступ

Магнетики з великим значенням констант ОА та БОВ виявлено в роботах [1–6]. У свою чергу, це стимулювало подальші дослідження таких систем [7–23]. Однак у більшості робіт, де враховувалась БОВ, автори обмежились наближенням ізотропної БОВ.

У роботі [17] досліджували магнетики з ОА та анізотропною БОВ з  $S = 1$ . Встановлено, що у випадку, коли зовнішнє магнітне поле спрямовано вздовж осі симетрії кристала (вісь  $z$ ), в системі крім симетричних ФМФ та квадрупольної фази (КФ) можуть реалізуватися дві фази зі спонтанно порушеною симетрією. Перша з них – так звана фаза  $K_{<}ФМ_{<}$ . Це квадрупольно-феромагнітна фаза з віссю феромагнітного упорядкування, яка збігається з віссю  $z$  та площиною квадрупольного упорядкування, орієнтація якої залежить від параметрів гамільтоніана. Під час зростання магнітного поля  $h_z$  доля феромагнітної складової зростає, а квадрупольної – зменшується, і при певному значенні  $h_z$  фаза  $K_{<}ФМ_{<}$  безперервно переходить у ФМФ, тобто відбувається ФП другого роду за полем. На жаль, автори обмежились випадком низьких температур, що унеможливило до-

слідження ФП за температурою. Узагальнення досліджень ФМФ та  $K_{<}ФМ_{<}$  фази на випадок скінченних температур проведено в [20], зокрема, було визначено межю між ФМФ та фазою  $K_{<}ФМ_{<}$  у координатах поле–температура, проте задача про спектри спінових збуджень залишилася невирішеною.

Друга несиметрична фаза (за термінологією авторів роботи [17] фаза  $K_{<}ФМ_{<}$ ) – це фаза, в якій намагніченість направлена під кутом до поля  $h_z$ . При  $T = 0$  зі зростанням зовнішнього поля в точці  $h_z = h_{c1}$  відбувається ФП  $КФ \rightarrow K_{<}ФМ_{<}$ , а за подальшого зростання поля в точці  $h_z = h_{c2}$  –  $K_{<}ФМ_{<} \rightarrow K_{<}ФМ_{<}$  або  $K_{<}ФМ_{<} \rightarrow ФМФ$ . Таким чином, фаза  $K_{<}ФМ_{<}$  реалізується лише за умови  $h_{c1} < h_{c2}$ , при цьому значення  $h_{c1}$  і  $h_{c2}$  залежать від параметрів гамільтоніана. У роботі [24] одержано вирази для  $h_{c1}$  і  $h_{c2}$  у випадку, коли в системі існує анізотропна БОВ (ці вирази наведено далі).

За відсутності БОВ у легкоплощинному магнетикі у випадку, коли магнітне поле перпендикулярне до легкої площини, може реалізуватися лише одна несиметрична фаза, яка є аналогом фази  $K_{<}ФМ_{<}$  (кутова фаза). Існування цієї фази передбачено у роботах [25, 26] та підтверджено експериментами, які проводили на сполуках нікелю [27–31]. Подальші дослідження кутової фази тривають і дотепер [32–35]. Наприклад, в роботі [33] наведено експериментальну фазову  $T - h$  діаграму, на якій межі кутової фази з КФ та ФМФ добре узгоджуються з експериментами роботи [31]. При цьому порівняння [33] з [24] дає такий результат: вирази для  $h_{c1}$ , які одержано в обох роботах, цілком узгоджуються, а вирази для  $h_{c2}$  дещо відрізняються.

Спектри спінових збуджень в магнетиках з анізотропною БОВ при скінченних температурах були об'єктом досліджень у [36]. У роботі було розроблено метод, який ґрунтується на використанні підходящої динамічної матриці, власні значення якої збігаються з виразами для енергій спінових збуджень.

Основна мета даної роботи побудування спектрів спінових збуджень у ФМФ та визначення умов їх стій-

кості. Аналіз цієї проблеми проводиться за допомогою методу роботи [36].

## 2. Гамільтоніан

За наявності ОА та БОВ у найбільш загальному випадку одноосьовий гамільтоніан з  $S = 1$  має вигляд

$$H = -h_Z \sum_i S_i^Z - \sum_{i,j(i \neq j)} J_{ij} [S_i^Z S_j^Z - 2\xi S_i^+ S_j^-] + D \sum_i O_{2i}^0 - \sum_{i,j(i \neq j)} K_{ij} (3O_{2i}^0 O_{2j}^0 - 2\eta O_{2i}^1 O_{2j}^{-1} + 4\zeta O_{2i}^2 O_{2j}^{-2}), \quad (1)$$

де  $J_{ij}$  – константи обмінної взаємодії,  $K_{ij}$  – константи БОВ,  $D$  – константа ОА,  $\xi, \eta, \zeta$  – додатні числа,  $O_l^m$  ( $l = 1, 2; m = 0, \pm 1, \dots, \pm l$ ) тензорні оператори, які утворюють алгебру Лі групи  $SU(3)$ . Перший член у гамільтоніані (1) це енергія вузловинних спінів у зовнішньому магнітному полі (зеєманівська енергія). Другий член – енергія обмінної взаємодії, яка при  $\xi = 1$  стає ізотропною. Третій член – енергія спінів у кристалічному полі. Четвертий член – енергія БОВ. У випадку, коли  $\eta = \zeta = 1$ , БОВ є ізотропною:

$$H_{\text{БОВ}} = - \sum_{i,j(i \neq j)} K_{ij} (S_i S_j)^2. \quad (2)$$

Відхилення  $\eta$  і  $\zeta$  від одиниці характеризує ступінь анізотропії БОВ, тобто  $\eta$  і  $\zeta$  є константами анізотропії БОВ.

Оператори  $O_l^m$  пов'язані зі спіновими операторами співвідношенням

$$\begin{aligned} O_1^0 &= S^Z; \quad O_1^1 \equiv S^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (S^X - iS^Y); \\ O_1^{-1} \equiv S^- &= \frac{-1}{\sqrt{2}} (S^X + iS^Y); \\ O_2^0 &= (S^Z)^2 - \frac{2}{3}; \quad O_2^{\pm 1} = - (S^Z S^{\pm} + S^{\pm} S^Z); \\ O_2^{\pm 2} &= (S^{\pm})^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Середні значення операторів визначають спіновий порядок у системі. У ФМФ відмінні від нуля тільки

діагональні середні  $\langle S^Z \rangle$  і  $\langle O_2^0 \rangle$ , тому параметр порядку є двокомпонентним.

У даній роботі обмежимося розглядом однопідґраткових упорядкувань у легкоплощинних магнетиках, що забезпечується умовою  $J_{ij} > 0, K_{ij} > 0, D > 0$ .

У наближенні молекулярного поля

$$H_0 = - (h_Z + 2J_0 \langle S^Z \rangle) \times \sum_i S_i^Z + (D - 6K_0 \langle O_2^0 \rangle) \sum_i O_{2i}^0, \quad (4)$$

де  $J_0$  та  $K_0$  дорівнюють:  $J_0 \equiv \sum_i J_{ij}, K_0 \equiv \sum_i K_{ij}$ .

Залежно від значення проекції спіну на вісь  $z$  ( $S^Z = 0, \pm 1$ ) енергетичні рівні вузловинних атомів визначаються такими співвідношеннями:

$$\begin{aligned} E_0 &= -\frac{2}{3}D + 4K_0 \langle O_2^0 \rangle; \\ E_1 &= -h_Z - 2J_0 \langle S^Z \rangle + \frac{1}{3}D - 2K_0 \langle O_2^0 \rangle; \\ E_{-1} &= h_Z + 2J_0 \langle S^Z \rangle + \frac{1}{3}D - 2K_0 \langle O_2^0 \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

Оскільки у ФМФ умова  $E_1 < E_{-1}$  виконується автоматично, ФМФ може реалізуватися за умови  $E_1 < E_0$ , або

$$h_Z + 2J_0 \langle S^Z \rangle > D - 6K_0 \langle O_2^0 \rangle. \quad (6)$$

За нульової температури ( $T = 0$ ) у ФМФ

$$\langle S^Z \rangle = 1; \quad \langle O_2^0 \rangle = \frac{1}{3}. \quad (7)$$

При скінченних температурах  $\langle S^Z \rangle$  і  $\langle O_2^0 \rangle$  визначаються системою двох рівнянь [36]:

$$\begin{aligned} \langle S^Z \rangle &= \frac{2\text{sh} \frac{h_z + 2J_0 \langle S^Z \rangle}{\theta} \exp \frac{6K_0 \langle O_2^0 \rangle - D}{\theta}}{1 + 2\text{ch} \frac{h_z + 2J_0 \langle S^Z \rangle}{\theta} \exp \frac{6K_0 \langle O_2^0 \rangle - D}{\theta}}, \\ \langle O_2^0 \rangle &= \frac{1}{3} - \frac{1}{1 + 2\text{ch} \frac{h_z + 2J_0 \langle S^Z \rangle}{\theta} \exp \frac{6K_0 \langle O_2^0 \rangle - D}{\theta}}, \end{aligned} \quad (8)$$

де  $\theta$  – температура в енергетичних одиницях ( $\theta = kT$ ).

Відзначимо, що система (8) має однаковий вигляд для КФ та ФМФ, проте  $\langle S_Z \rangle$  і  $\langle O_2^0 \rangle$  в обох фазах відрізняються. Для ідентифікації розв'язків системи, які відповідають різним фазам, доцільно використовувати граничний перехід  $T \rightarrow 0$ . При цьому у КФ  $\langle S^Z \rangle \rightarrow 0, \langle O_2^0 \rangle \rightarrow -\frac{2}{3}$ , а у ФМФ  $\langle S^Z \rangle \rightarrow 1, \langle O_2^0 \rangle \rightarrow \frac{1}{3}$ .

### 3. Спектр спінових збуджень

Основному стану вузловинних атомів у ФМФ відповідає  $S^Z = 1$ . За скінченних температур виникають спінові збудження з  $S^Z = 0$  і  $S^Z = -1$ . Операторами народження цих збуджень є оператори Хабарда  $X^{01}$  і  $X^{-11}$ , а операторами знищення –  $X^{10}$  і  $X^{1-1}$ .

Для знаходження гілок спектра спінових збуджень використано запропонований у [36] метод, короткий зміст якого полягає у такому. Шляхом обчислення комутаторів недиагональних операторів Хабарда з гамільтоніаном будують динамічну матрицю. Кількість власних значень цієї матриці збігається з кількістю використаних недиагональних операторів Хабарда, при цьому кожне власне значення матриці відповідає певному оператору Хабарда. Вирази для тих власних значень, які відповідають операторам знищення  $X^{01}$  і  $X^{-11}$ , в  $k$ -просторі збігаються з виразами для гілок спектра спінових збуджень.

Для розрахунку комутаторів доцільно в гамільтоніані (1) перейти до операторів Хабарда. Для  $S^Z = 1$  зв'язок операторів  $O_i^m$  з операторами Хабарда задано формулами

$$\begin{aligned} S^Z &= X^{11} - X^{-1-1}, \quad S^+ = -X^{10} - X^{0-1}, \\ S^- &= X^{01} + X^{-10}, \quad O_2^0 = X^{11} + X^{-1-1} - \frac{2}{3}, \\ O_2^1 &= X^{10} - X^{0-1}, \quad O_2^{-1} = -X^{01} + X^{-10}, \\ O_2^2 &= X^{1-1}, \quad O_2^{-2} = X^{-11}. \end{aligned} \quad (9)$$

Відповідно гамільтоніан (1) набуває вигляду

$$\begin{aligned} H &= -h_Z \sum_i (X_i^{11} - X_i^{-1-1}) - \\ &- \sum_{i,j} J_{ij} [(X_i^{11} - X_i^{-1-1})(X_j^{11} - X_j^{-1-1}) + \\ &+ 2\xi (X_i^{10} + X_i^{0-1})(X_j^{01} + X_j^{-10})] + \\ &+ D \sum_i \left( X_i^{11} + X_i^{-1-1} - \frac{2}{3} \right) - \\ &- \sum_{i,j} K_{ij} \left[ 3 \left( X_i^{11} + X_i^{-1-1} - \frac{2}{3} \right) \times \right. \\ &\times \left. \left( X_j^{11} + X_j^{-1-1} - \frac{2}{3} \right) - \right. \end{aligned}$$

$$\left. - 2\eta (X_i^{10} - X_i^{0-1})(-X_j^{01} + X_j^{-10}) + 4\zeta X_i^{1-1} X_j^{-11} \right]. \quad (10)$$

Для побудови підходящої динамічної матриці потрібно обчислити комутатори  $[X_f^{10}, H]$ ,  $[X_f^{0-1}, H]$ ,  $[X_f^{1-1}, H]$  і далі використати наближення

$$X_i X_j = X_i \langle X_j \rangle + \langle X_i \rangle X_j,$$

$$\langle X^{nm} \rangle = 0, \quad (n \neq m), \quad (11)$$

яке запропоновано в роботі [36].

У  $\mathbf{k}$ -просторі відповідні комутатори дорівнюють:

$$\begin{aligned} [X_k^{10}, H] &= p_{11}(\mathbf{k}) X_k^{10} + p_{12}(\mathbf{k}) X_k^{0-1}, \\ [X_k^{0-1}, H] &= p_{21}(\mathbf{k}) X_k^{10} + p_{22}(\mathbf{k}) X_k^{0-1}, \\ [X_k^{1-1}, H] &= p_{33}(\mathbf{k}) X_k^{1-1}, \end{aligned} \quad (12)$$

де коефіцієнти  $p_{im}$  утворюють динамічну матрицю з компонентами:

$$\begin{aligned} p_{11}(\mathbf{k}) &= h_Z + 2J_0 \langle S^Z \rangle - D + 6K_0 \langle O_2^0 \rangle - \\ &- (\langle S^Z \rangle + 3 \langle O_2^0 \rangle) (\xi J_k + \eta K_k), \\ p_{12}(\mathbf{k}) &= (\langle S^Z \rangle + 3 \langle O_2^0 \rangle) (\eta K_k - \xi J_k), \\ p_{21}(\mathbf{k}) &= (\langle S^Z \rangle - 3 \langle O_2^0 \rangle) (\eta K_k - \xi J_k), \\ p_{22}(\mathbf{k}) &= h_Z + 2J_0 \langle S^Z \rangle + D - 6K_0 \langle O_2^0 \rangle - \\ &- (\langle S^Z \rangle - 3 \langle O_2^0 \rangle) (\xi J_k + \eta K_k), \\ p_{33}(\mathbf{k}) &= 2h_Z + 4 \langle S^Z \rangle (J_0 - \zeta K_k). \end{aligned} \quad (13)$$

Власні значення динамічної матриці визначають секулярним рівнянням

$$\begin{vmatrix} p_{11}(\mathbf{k}) - \varepsilon(\mathbf{k}) & p_{12}(\mathbf{k}) & 0 \\ p_{21}(\mathbf{k}) & p_{22}(\mathbf{k}) - \varepsilon(\mathbf{k}) & 0 \\ 0 & 0 & p_{33}(\mathbf{k}) - \varepsilon(\mathbf{k}) \end{vmatrix} = 0. \quad (14)$$

Розв'язання рівняння (14) дає три власних значення, які з урахуванням (13) можна представити у вигляді

$$\varepsilon_1(\mathbf{k}) = 2h_Z + 4\langle S^Z \rangle (J_0 - \zeta K_k), \quad (15)$$

$$\varepsilon_{2,3}(\mathbf{k}) = h_Z + \langle S^Z \rangle (2J_0 - \xi J_k - \eta K_k) \mp$$

$$\mp \left\{ (\langle S^Z \rangle)^2 (\xi J_k - \eta K_k)^2 + [D - 6\langle O_2^0 \rangle (K_0 - \xi J_k)] [D - 6\langle O_2^0 \rangle (K_0 - \eta K_k)] \right\}^{1/2}. \quad (16)$$

Ті власні значення динамічної матриці, які відповідають хабардовським операторам знищення, збігаються з гілками спектра спінових збуджень. Власні значення  $\varepsilon_1(k)$  і  $\varepsilon_2(k)$  відповідають операторам  $X^{10}$  і  $X^{1-1}$ , тому гілки спектра спінових збуджень такі:

$$\omega_1(\mathbf{k}) = \varepsilon_1(\mathbf{k}), \quad (17)$$

$$\omega_2(\mathbf{k}) = \varepsilon_2(\mathbf{k}). \quad (18)$$

Оскільки  $J_k$  і  $K_k$  є парними функціями хвильового вектора  $\mathbf{k}$ , у довгохвильовій границі обидві гілки мають квадратичний закон дисперсії:

$$\omega_1(\mathbf{k}) = \Delta_1 + \alpha_1 \mathbf{k}^2; \omega_2(\mathbf{k}) = \Delta_2 + \alpha_2 \mathbf{k}^2. \quad (19)$$

У [37] доведено, що у випадках, коли в системі відбувається однопідграткове впорядкування, для всіх  $k \neq 0$  виконується нерівність  $\omega(k) > \omega(0)$ . Тому умова стійкості мод спектра задається системою нерівностей:

$$\begin{aligned} \omega_1(0) &> 0, \\ \omega_2(0) &> 0, \end{aligned} \quad (20)$$

а границя стійкості – двома рівностями,  $\omega_1(0) = 0$ ,  $\omega_2(0) = 0$ , або

$$h_Z + 2\langle S^Z \rangle (J_0 - \zeta K_0) = 0, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} h_Z + \langle S^Z \rangle (2J_0 - \xi J_0 - \eta K_0) = \\ = \left\{ (\langle S^Z \rangle)^2 (\xi J_k - \eta K_k)^2 + [D - 6\langle O_2^0 \rangle (K_0 - \xi J_k)] \times \right. \\ \left. \times [D - 6\langle O_2^0 \rangle (K_0 - \eta K_k)] \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (22)$$

Вираз (22) збігається з відповідним виразом для КФ (див. [36]). Однак, оскільки  $\langle S^Z \rangle$  і  $\langle O_2^0 \rangle$  у ФМФ та КФ відрізняються, границі стійкості в координатах  $T - h$  в обох фазах взагалі не збігаються.

Відзначимо, що лінія (21) збігається з лінією ФП другого роду між фазою  $K_{<} \Phi M_Z$  та ФМФ, яку одержано в роботі [20] (див. Вступ).

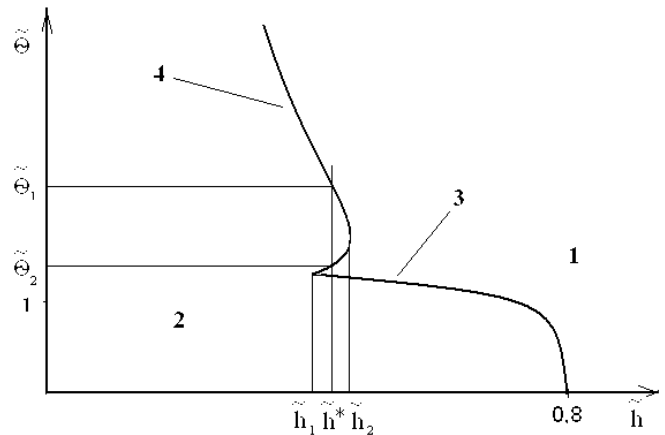


Рис. 1. Діаграма стійкості мод спектра ФМФ легкоплосинного магнетика з анізотропною БОВ: 1 – зона стійкості мод спектра ФМФ; 2 – зона нестійкості мод спектра ФМФ; 3 – лінія, яка задається виразом (21); 4 – лінія, яка задається виразом (22). Діаграму побудовано при  $J_0 = 0,8$ ;  $D = 0,4$ ;  $K_0 = 1$ ;  $\zeta = 1,2$ ;  $\eta = 0,8$ ;  $\xi = 1,25$

#### 4. Діаграма стійкості

Насамперед відзначимо, що у даній роботі розглянуто випадок, коли фаза  $K_{<} \Phi M_{<}$  не реалізується, тобто виконується умова  $h_{c1} > h_{c2}$ . Наведемо вирази для критичних полів  $h_{c1}$  і  $h_{c2}$ , які одержано в [24]:

$$\begin{aligned} h_{c1} &= \sqrt{[D + 4K_0(1 - \eta)][D + 4(K_0 - \xi J_0)]}, \\ h_{c2} &= D - 2J_0(1 - \xi) - 2K_0(1 - \eta). \end{aligned} \quad (23)$$

На рис. 1 наведено діаграму стійкості мод спектра ФМФ у координатах  $\tilde{\theta} - \tilde{h}$ , де  $\tilde{\theta} = \theta/K_0$ ,  $\tilde{h} = h_Z/K_0$ . При цьому параметри гамільтоніана вибрано таким чином, що виконується умова  $h_{c1} > h_{c2}$ , тобто єдиною несиметричною фазою є фаза  $K_{<} \Phi M_{<}$ . Зона 1 є зоною стійкості мод спектра ФМФ, а зона 2 – зоною, в якій така стійкість порушується. Лінії 3 та 4 задаються виразами (21) та (22) відповідно. В інтервалі значень зовнішнього магнітного поля  $\tilde{h}_1 < \tilde{h} < \tilde{h}_2$  спостерігається реентрантна поведінка стійкості мод спектра. Наприклад, при  $\tilde{h} = \tilde{h}^*$  зі зниженням температури спочатку в точці  $\tilde{\theta}_1$  відбувається порушення стійкості, а з подальшим зниженням температури в точці  $\tilde{\theta}_2$  стійкість мод спектра відновлюється.

Оскільки лінія (21) є не лише лінією порушення стійкості мод спектра спінових збуджень, але й лінією ФП, доцільно дослідити залежність температури  $\tilde{\theta}_c$  ФП другого роду між фазою  $K_{<} \Phi M_Z$  та ФМФ від значення константи анізотропії БОВ  $\zeta$  при різних значеннях поля  $\tilde{h}$ . Таку залежність наведено на рис. 2.

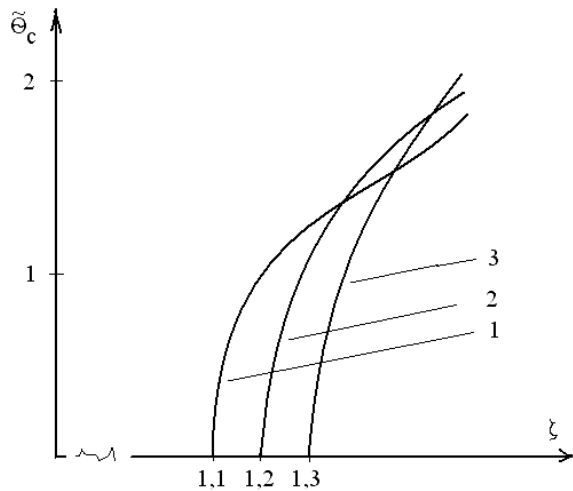


Рис. 2. Залежність температури ФП другого роду між ФМФ та фазою  $K_{<}ФМ_{>}$  від константи  $\zeta$ : 1 –  $h_Z = 0,6$ ; 2 –  $h_Z = 0,8$ ; 3 –  $h_Z = 1$ . Усі лінії розраховано при  $J_0 = 0,8$ ;  $D = 0,4$ ;  $K_0 = 1$

З рисунка видно, що температура переходу суттєво залежить від константи  $\zeta$ . При цьому за достатньо великих  $\zeta$  температура  $\tilde{\theta}_c$  майже не залежить від значення зовнішнього поля  $\tilde{h}$ .

## 5. Обговорення результатів

У запропонованій роботі одержано вирази для двох гілок спектра спінових збуджень у ФМФ. Обидві гілки у довгохвильовій межі мають квадратичний закон дисперсії. До того ж, для визначення гілок спектра спінових збуджень умову  $D > 0$  не використовували. Тому вирази (17), (18) для гілок спектра та (21), (22) для межі стійкості мод спектра залишаються справедливими у випадку  $D < 0$ , тобто для легковісного магнетика.

Внаслідок незбігання меж стійкості ФМФ і КФ (див. розділ 3) на діаграмі стійкості в координатах  $T-h$  існує зона, в якій моди спектрів обох фаз є стійкими. Наявність такої зони спричиняє два суттєвих наслідки. По-перше, лінія ФП між ФМФ і КФ збігається з лінією, на якій збігаються значення вільної енергії в обох фазах, при цьому ФП є переходом першого роду. По-друге, існують дві зони метастабільності. В одній з них ФМФ є метастабільною, а КФ стабільною, а в іншій відбувається протилежна ситуація. Таким чином, діаграма стійкості не збігається з ФД. Дослідження ФД, метастабільних зон та впливу констант анізотропії БОВ на ФП першого роду між ФМФ і КФ буде опубліковано в наступній роботі.

Автор вважає за необхідне відзначити, що запропонований у [36] метод можна безпосередньо використовувати лише для тих фаз, які зберігають симетрію гамільтоніана, тобто КФ та ФМФ. У випадку фаз зі спонтанно порушеною симетрією для використання запропонованого методу необхідно спочатку провести діагоналізацію нульового гамільтоніана за допомогою унітарного перетворення. Для фази  $K_{<}ФМ_{>}$  таке перетворення є однопараметричним, а для  $K_{<}ФМ_{<}$  – двопараметричним. Розрахунок спектрів спінових збуджень у несиметричних фазах при  $T \neq 0$  буде темою окремого дослідження.

1. R.I. Birgeneau, I. Als-Nielsen, and E. Bucher, Phys. Rev. B **6**, 2724 (1972).
2. B. Luthi, R.L. Tomas, and P.M. Levi, Phys. Rev. B **7**, 3238 (1973).
3. A. Furrer and H.G. Purwins, Phys. Rev. B **16**, 2131 (1977).
4. P.M. Levi, P. Morin, and D. Schmitt, Phys. Rev. Lett **42**, 1417 (1979).
5. R. Aleonard and P. Morin, Phys. Rev. B **19**, 3868 (1979).
6. P. Morin and D. Schmitt, Phys. Rev. B **21**, 1742 (1980).
7. В.М. Локтев, ФНТ **7**, 1184 (1981).
8. Ф.П. Онуфриєва, ЖЭТФ **80**, 2372 (1981).
9. Э.Л. Нагаев, УФН **136**, 61 (1982).
10. В.Г. Барьяхтар, И.М. Витебский, А.А. Галкин и др., ЖЭТФ **84**, 1803 (1983).
11. В.Г. Барьяхтар, В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, *Функции Грина в теории магнетизма* (Наукова думка, Киев, 1984).
12. Ф.П. Онуфриєва, ЖЭТФ **86**, 2270 (1985).
13. T. Iwashita, N. Uryu, Phys. Status Solidi B **137**, 65 (1986).
14. Э.Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями* (Наука, Москва, 1988).
15. В.В. Вальков, Г.Н. Мацулева, С.Г. Овчинников, ФТТ **31**, 60 (1989).
16. В.В. Вальков, Б.В. Федосеев, ФТТ **32**, 3522 (1990).
17. F.P. Onufrieva, I.P. Shapovalov, J. Moscow Phys. Soc. **1**, 63 (1991).

18. В.М. Локтев, В.С. Островський, ФНТ **20**, 983 (1994).
19. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, ФНТ **24**, 958 (1998).
20. І. Шаповалов, Журн. Фіз. Досл. **3**, N2, 192 (1999).
21. Ю.А. Фридман, О.В. Кожемяко, Б.Л. Эйнгорн, ФНТ **27**, 495 (2001).
22. В.М. Калита, В.М. Локтев, ФНТ **28**, 1244 (2002).
23. В.М. Калита, В.М. Локтев, ЖЭТФ **125**, 1149 (2004).
24. Ф.П. Онуфриева, Диссертация на соискание ученой степени доктора ф.-м. наук. (ОГУ им. И.И. Мечникова, Одесса, 1989).
25. T. Tsuneto and T. Muraо, Physica **51**, 186 (1971).
26. C. Ishikawa and Y. Endo, Progr. Theor. Phys. **55**, 650 (1976).
27. I.I. Smit, L.I. De Jongh, and D. De Klerk, Physica **86**, 1147 (1977).
28. N. Wada, K. Amaja, and T. Haseda, J. Phys. Soc. Jap. **43**, 341 (1977).
29. H.A. Algra, I. Bartoljme, L.I. De Jongh *et al.*, Physica **93**, 35 (1978).
30. R.L. Carlin and V. Van Duynveldt, J. Acc. Chem. Res. **13**, 231 (1980).
31. В.П. Дьяконов, Э.Е. Зубов, Ф.П. Онуфриева и др., ЖЭТФ **93**, 1775 (1987).
32. В.М. Калита, В.М. Локтев, ФНТ **28**, 667 (2002).
33. V.S. Zapf, D. Zocco, B.R. Hansen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 077204 (2006).
34. S.A. Zvyagin, J. Wosniza, C.D. Batista *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 047205 (2007).
35. V.S. Zapf *et al.*, J. Appl. Phys. **101**, 09E106 (2002).
36. І.П. Шаповалов, УФЖ **53**, 653 (2008).
37. Р. Блинц, Б. Жекш, *Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики* (Мир, Москва, 1975).

Одержано 22.04.09

ФЕРРОМАГНИТНАЯ ФАЗА ОДНООСНОГО МАГНЕТИКА В ПРИСУТСТВИИ АНИЗОТРОПНОГО БИКВАДРАТИЧНОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

*І.П. Шаповалов*

Резюме

Исследована ферромагнитная фаза (ФМФ) одноосного магнетика с одноионной анизотропией (ОА) типа легкая плоскость и анизотропным биквадратным обменным взаимодействием (БОВ). Рассмотрен случай, когда значение узельного спина равно единице. Получены выражения для двух ветвей спектра спиновых возбуждений при конечных температурах и определены условия устойчивости мод спектра. Построена диаграмма устойчивости мод спектра в координатах  $T - h$ , из которой следует, что при определенных условиях в системе с понижением температуры сначала происходит потеря устойчивости мод спектра спиновых возбуждений, а затем, при дальнейшем понижении температуры, устойчивость мод спектра восстанавливается, т. е. наблюдается реэнтрантное поведение. Доказано, что температура фазового перехода (ФП) второго рода между ФМФ и фазой со спонтанно нарушенной симметрией существенно зависит от константы анизотропии БОВ.

FERROMAGNETIC PHASE OF A UNIAXIAL MAGNET WITH ANISOTROPIC BIQUADRATIC EXCHANGE

*I.P. Shapovalov*

I.I. Mechnikov Odesa National University  
(2, Dvoryanska Str., Odesa 270100, Ukraine)

Summary

The ferromagnetic phase (FMP) of a uniaxial magnet with the easy-plane single-ion anisotropy (SIA) and the anisotropic biquadratic exchange interaction (BQEI) has been studied. The case  $S = 1$  for the site spin  $S$  has been considered. Expressions for two branches of the spin excitation spectrum at finite temperatures  $T$  have been obtained, and the conditions for spectral mode stability have been determined. The spectral mode stability diagram in the  $T - h$  coordinates has been constructed. The diagram testifies that, under certain conditions, the temperature decrease is accompanied by a violation of the spectral mode stability followed, as the temperature decreases further, by its restoration; i.e. the reentrance phenomenon is observed. The temperature of the second-order phase transition (PT) from the FMP into the phase with spontaneously broken symmetry has been demonstrated to depend considerably on the BQEI anisotropy constant.