УДК 537.61

І.П. Шаповалов, П.О. Сайко
Одеський національний університет ім. І.І. Мечникова
65100, Одеса, вул. Дворянська, 2, Україна
e-mail: dtp@onu.edu.ua

КВАДРУПОЛЬНА ФАЗА З ПОРУШЕНОЮ СИМЕТРІЄЮ В ОДНОВІСНОМУ SU(3) - МАГНЕТИКУ

Досліджено одновісні магнетики з тензорними взаємодіями при одиничному значенні атомного спіну. У границі низьких температур виявлено умову існування квадрупольної фази з порушеною симетрією. При скінченних температурах у наближенні молекулярного поля отримано вирази для ентропії та вільної енергії системи. У координатах «температура – константа» одноіонної анізотропії побудовано границю між симетричною квадрупольною фазою та квадрупольною фазою з порушеною симетрією.

Ключові слова: одновісні магнетики, тензорна взаємодія, квадрупольна фаза.

Вступ

У даній роботі досліджуються одновісні магнетики з тензорними взаємодіями: одноіонною анізотропією (ОА) і біквадратною обмінною взаємодією (БОВ). При значенні атомного спіна $S=1$, яке розглядається в роботі, ці взаємодії можуть бути описані за допомогою операторів алгебри Лі групи SU(3). Таким чином, досліджувана система являє собою SU(3)-магнетик.

В [1] вперше було вказано на те, що тензорні взаємодії при достатній їх інтенсивності можуть бути причиною виникнення в системі особливого типу упорядкування з рівною нулю намагніченістю $\langle S^z \rangle = 0$, так званого квадрупольного упорядкування. В [2-6] було виявлено магнітні сполуки, в яких константи тензорних взаємодій є величинами того ж порядку, що й константи білінійної за спіновими операторами обмінної взаємодії (ОВ). Це стимулювало подальші дослідження впливу ОА та БОВ на виникнення в системі квадрупольного упорядкування, які тривають дотепер [7-21].

Прийнято розрізняти два типи квантових квадрупольних фаз. До фаз першого типу належать фази з $\langle (S^\alpha)^2 \rangle = 1$, де α – вісь упорядкування. Це фази, в яких проекція магнітного моменту кожного атома на вісь α із рівною ймовірністю приймає значення 1 і -1. Квантові квадрупольні фази другого типу – це фази, в яких $\langle (S^\alpha)^2 \rangle = 0$, тобто фази з упорядкуванням атомних магнітних моментів у площині, яка перпендикулярна до осі α [8, 10]. Відповідно до термінології, яку було введено авторами роботи [10], фази першого типу ми будемо називати фазами QP_1, а фази другого типу – фазами QP_2.

В [11] досліджувалися магнетики з великим значенням констант ОА та анізотропної БОВ при $S=1$. Встановлено, що у випадку, коли гамільтоніан системи має осьову симетрію (Z – вісь симетрії), а зовнішнє магнітне поле відсутнє, у системі можуть реалізуватися дві фази типу QP_2. В одній із цих фаз упорядкування спінів відбувається в площині, яка перпендикулярна до осі Z (фаза QP_{2Z}), в іншій – спіни орієнтовані в площині, що перпендикулярна до деякої осі γ, яка розташована в площині XOY довільним чином. Для усунення невизначеності в положенні осі γ автори [11] припустили, що напрямок осі γ збігається з напрямком осі X, це визначило фазу QP_{2X}. Слід зазначити, що виділення певного напрямку в площині XOY призводить до порушення аксіальної симетрії системи, тому фаза QP_{2X} є фазою з порушеною симетрією.

На жаль, в [11] фаза QP_{2X} вивчена

недостатньо, зокрема, автори обмежилися випадком низьких температур, що виключило можливість вивчення температурних фазових переходів. У роботах інших авторів фаза QP_{2X} не розглядалася.

Метою даної роботи є дослідження фази QP_{2X} і фазової границі між фазами QP_{2X} і QP_{2Z}.

Модель системи

Як ми вже відзначали у вступі, досліджувана система може бути описана за допомогою операторів алгебри Лі групи SU(3). Як твірні цієї алгебри можна вибрати три оператори проекцій спіна S^{α} ($\alpha = x, y, z$) і п'ять тензорних операторів другого рангу O_2^m ($m = 0, \pm 1, \pm 2$). Зв'язок тензорних операторів O_2^m з операторами S^{α} ($\alpha = x, y, z$) має вигляд [11]:

$$O_2^0 = \left(S^Z\right)^2 - \frac{2}{3}I;$$
$$O_2^{\pm 1} = -\left(S^Z S^{\pm} + S^{\pm} S^Z\right), \qquad (1)$$
$$O_2^{\pm 2} = \left(S^{\pm}\right)^2;$$

де

$$S^{+} = \frac{-1}{\sqrt{2}}\left(S^X + iS^Y\right),$$
$$S^{-} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(S^X - iS^Y\right). \qquad (2)$$

Матричний вигляд операторів S^{α} і O_2^m відомий [7]. Наведемо тут тільки ті матриці, які надалі знадобляться для подальших розрахунків:

$$S^Z = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{vmatrix}, \quad O_2^0 = \frac{1}{3}\begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix},$$
$$O_2^2 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad O_2^{-2} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} \qquad (3)$$

Середні значення $\langle S^{\alpha} \rangle$ і $\langle O_2^m \rangle$ повністю визначають магнітний і квадрупольний порядок у системі, тобто можуть розглядатися компоненти параметра порядку (ПП). Вибір компонентів ПП неоднозначний. Наприклад, при обчисленнях зручно замість величин $\langle O_2^m \rangle$ використовувати такі їхні лінійні комбінації: $\langle 3O_2^0 \rangle$, $\langle O_2^1 + O_2^{-1} \rangle$, $\langle O_2^1 - O_2^{-1} \rangle$, $\langle O_2^2 + O_2^{-2} \rangle$, $\langle O_2^2 - O_2^{-2} \rangle$.

Без обмеження загальності систему координат можна вибрати таким чином, щоб виконувалася умова

$$\langle S^y \rangle = \langle O_2^1 + O_2^{-1} \rangle = \langle O_2^2 - O_2^{-2} \rangle = 0, \qquad (4)$$

тому в загальному випадку ПП є п'ятикомпонентним. При цьому складові ПП ми вибрали такі п'ять величин: $\langle S^Z \rangle$, $\langle S^X \rangle$, $\langle 3O_2^0 \rangle$, $\langle O_2^1 - O_2^{-1} \rangle$, $\langle O_2^2 + O_2^{-2} \rangle$

За умови $S = 1$ одновісний гамільтоніан H з ОА та БОВ має вигляд:

$$H = -\sum_{i,j(i \neq j)} J_{ij}\left[S_i^Z \cdot S_j^Z + \xi\left(S_i^X \cdot S_j^X + S_i^Y \cdot S_j^Y\right)\right] + D\sum_i O_{2i}^0 - \sum_{i,j(i\neq j)} K_{ij}\Big\{3O_{2i}^0 O_{2j}^O -$$
$$-\frac{1}{2}\eta\left[\left(O_{2i}^1 + O_{2i}^{-1}\right)\left(O_{2j}^1 + O_{2j}^{-1}\right) - \left(O_{2i}^1 - O_{2i}^{-1}\right)\left(O_{2j}^1 + O_{2j}^{-1}\right)\right] + \qquad (5)$$
$$+\varsigma\left[\left(O_{2i}^2 + O_{2i}^{-2}\right)\left(O_{2j}^2 + O_{2j}^{-2}\right) - \left(O_{2i}^2 - O_{2i}^{-2}\right)\left(O_{2j}^2 - O_{2j}^{-2}\right)\right]\Big\},$$

де J_{ij} – константи ОВ, ξ – константа анізотропії ОВ, D – константа ОА, K_{ij} – константи БОВ, η, ζ – константи анізотропії БОВ, які ми будемо вважати позитивними.

Перший член у гамільтоніані (5) – це енергія ОВ, яка при $\xi = 1$ стає ізотропною. Другий член – енергія ОА. Третій член – енергія БОВ. У випадку, коли $\eta = \zeta = 1$, БОВ ізотропна:

$$H_{БОВ} = -\sum_{i,j(i\neq j)} K'_{ij}\left(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j\right)^2 , \qquad (6)$$

де K'_{ij} – перенормовані константи БОВ.

У даній роботі ми обмежилися розглядом магнітних структур з однією підграткою, що досягається позитивністю констант J_{ij} і K_{ij}.

У фазі QP$_{2X}$ відмінні від нуля дві складові ПП: $\langle 3O_2^0\rangle$ і $\langle O_2^2+O_2^{-2}\rangle$ [11], тому в наближенні молекулярного поля гамільтоніан (5) приймає вигляд

$$H_0 = \left(D - 3K_0\langle O_2^0\rangle\right)\sum_i O_{2i}^0 - \\ -\varsigma K_0\langle O_2^2 + O_2^{-2}\rangle \sum_i\left(O_{2i}^2 + O_{2i}^{-2}\right), \qquad (7)$$

де K_0 визначається виразом $K_0 \equiv \sum_i K_{ij}$.

З (7) одержуємо вираз для середнього значення енергії:

$$E = N\left(D\langle O_2^0\rangle - 3K_0\langle O_2^0\rangle^2 - \\ -\varsigma K_0\langle O_2^2 + O_2^{-2}\rangle^2\right). \qquad (8)$$

Енергія основного стану та фазові переходи при низьких температурах

У системах із $S=1$ квадрат модуля магнітного моменту окремого атома визначається виразом

$$(S^X)^2 + (S^Y)^2 + (S^Z)^2 = 2. \qquad (9)$$

На підставі (9) можна зробити наступне твердження. Якщо в системі середнє значення квадрата проекції спіна на яку-небудь вісь α дорівнює нулю, то середнє значення квадрата проекції спіна на будь-яку вісь, перпендикулярну до осі α, дорівнює одиниці. В основному стані у фазі QP$_{2X}$ виконується умова $\langle (S^X)^2\rangle = 0$, звідки маємо

$$\langle (S^Y)^2\rangle = \langle (S^Z)^2\rangle = 1. \qquad (10)$$

З (1), (2) і (10) одержуємо значення відмінних від нуля компонентів ПП при $T=0$:

$$\langle 3O_2^0\rangle = 1, \quad \langle O_2^2 + O_2^{-2}\rangle = -1 , \qquad (11)$$

і, відповідно, вираз для енергії основного стану:

$$E_0(QP_{2X}) = N\left[(1/3)(D-K_0) - \varsigma K_0\right]. \quad (12)$$

При малій інтенсивності ОВ і значній ОА фаза QP$_{2X}$ конкурує з фазою QP$_{2Z}$, енергія основного стану якої визначається наступним виразом [11]:

$$E_0(QP_{2Z}) = -N\left[(2/3)D + (4/3)K_0\right]. \quad (13)$$

Умова стабільності фази QP$_{2X}$ при нульовій температурі має вигляд $E_0(QP_{2X}) < E_0(QP_{2Z})$ або

$$D < K_0(\zeta - 1). \qquad (14)$$

Таким чином, при збільшенні константи ς критичне значення константи ОА D_C збільшується за лінійним законом:

$$D_C = K_0(\zeta - 1). \qquad (15)$$

Відзначимо один важливий наслідок формули (14): у магнетиках з легкоплощинною ОА ($D>0$) фаза QP$_{2X}$ може реалізуватися як основний стан тільки при наявності в системі анізотропної БОВ з $\varsigma > 1$.

Фаза QP$_{2X}$ при скінченних температурах

Гамільтоніан (7) може бути приведений до діагонального вигляду за допомогою формалізму переходу до локальних координат [9], який у розглянутому випадку зводиться до такого унітарного перетворення базисних операторів:

$$O_2^m \to \tilde{O}_2^m = VO_2^m V^{-1}, \qquad (16)$$

де V й V^{-1} мають вигляд

$$V = \exp\left[(\pi/4)\left(O_2^2 - O_2^{-2}\right)\right], \\ V^{-1} = \exp\left[-(\pi/4)\left(O_2^2 - O_2^{-2}\right)\right]. \quad (17)$$

Оскільки матричний вигляд операторів O_2^2 і O_2^{-2} відомий (формули (3)), для знаходження матриць V і V^{-1} достатньо скористатися формулою Лагранжа-Сільвестра [22]. Маємо такий результат:

$$V = \begin{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{-1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{vmatrix},$$

$$V^{-1} = \begin{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{vmatrix}. \qquad (18)$$

Використовуючи матриці (3) і (18), нескладно одержати зв'язок між операторами в обох системах координат. Зокрема, для операторів $3O_2^0$ і $O_2^2 + O_2^{-2}$ одержуємо

$$3O_2^0 = 3\tilde{O}_2^0,\ O_2^2 + O_2^{-2} = -\tilde{S}^Z \ . \qquad (19)$$

У новому базисі гамільтоніан має діагональний вигляд

$$\tilde{H}_0 = -\varsigma K_0 \sigma \sum_f \tilde{S}_f^Z + (D - K_0\lambda)\sum_f \tilde{O}_{2f}^0 \ , \qquad (20)$$

де введені позначення

$$\sigma \equiv \langle \tilde{S}^Z \rangle,\ \lambda \equiv \langle 3\tilde{O}_2^0 \rangle . \qquad (21)$$

Тепер вирази для енергії атома при різних значеннях проекції спіна на вісь Z $(\tilde{S}^Z = 1,0,-1)$ очевидні:

$$\begin{aligned} E_1(\tilde{S}^Z = 1) &= -\varsigma K_0 \sigma + (1/3)(D - K_0\lambda), \\ E_2(\tilde{S}^Z = 0) &= -(2/3)(D - K_0\lambda), \\ E_3(\tilde{S}^Z = -1) &= \varsigma K_0 \sigma + (1/3)(D - K_0\lambda). \end{aligned} \qquad (22)$$

При скінченних температурах σ і λ визначаються такою системою:

$$\sigma = \frac{\sum_n \tilde{S}_n^Z \exp(-E_n/\theta)}{\sum_n \exp(-E_n/\theta)},$$

$$\lambda = \frac{\sum_n 3\tilde{O}_2^0 \exp(-E_n/\theta)}{\sum_n \exp(-E_n/\theta)}, \qquad (23)$$

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

З урахуванням (22) систему (23) можна представити у вигляді

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{e^- - e^+}{1 + e^- + e^+}, \\ \lambda &= 1 - \frac{3}{1 + e^- + e^+}, \end{aligned} \qquad (24)$$

де введені позначення

$$\begin{aligned} e^+ &= \exp \frac{\lambda K_0 - D + \sigma\varsigma K_0}{\theta}, \\ e^- &= \exp \frac{\lambda K_0 - D - \sigma\varsigma K_0}{\theta} \end{aligned} . \qquad (25)$$

При фіксованих значеннях параметрів гамільтоніана система (24) разом з (19) визначає температурну залежність компонентів ПП – $\langle 3O_2^0 \rangle$ і $\langle O_2^2 + O_2^{-2} \rangle$.

Ентропія й вільна енергія системи

З умови $\langle S^Z \rangle = 0$, $\langle (S^Z)^2 \rangle = 1$ виходить, що фаза QP_{2X}, яка є квадрупольною фазою другого типу відносно осі X, одночасно є квадрупольною фазою першого типу відносно осі Z (фазою QP_{1Z}). Для фаз типу QP_{1Z} атомна хвильова функція довільного вузла f визначається одним із трьох виразів [16]:

$$\begin{aligned} |\psi_{1f}\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|-1\rangle, \\ |\psi_{2f}\rangle &= |0\rangle, \\ |\psi_{3f}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|-1\rangle, \end{aligned} \qquad (26)$$

де $|1\rangle$, $|0\rangle$ і $|-1\rangle$ – власні хвильові функції оператора проекції спіна на вісь Z, які відповідають значенням проекції 1, 0, і -1. Таким чином, за умови $T \neq 0$ функції (26) задають три типи вузлів у системі. Використовуючи (3) і (26), можна обчислити величини $< 3O_2^0 >$ та $< O_2^2 + O_2^{-2} >$

для кожного типу вузлів. Наприклад, для вузлів із хвильовою функцією $\left|\psi_{1f}\right\rangle$ одержуємо:

$$<3O_{2f}^{0}>=\left\langle\psi_{1f}^{*}\left|3O_{2f}^{0}\right|\psi_{1f}\right\rangle=1$$

та

$$<O_{2f}^{2}+O_{2f}^{-2}>=\left\langle\psi_{1f}^{*}\left|O_{2f}^{2}+O_{2f}^{-2}\right|\psi_{1f}\right\rangle=-1. \quad (27)$$

Аналогічно для вузлів із хвильовими функціями $\left|\psi_{2f}\right\rangle$ і $\left|\psi_{3f}\right\rangle$ одержуємо

$$<3O_{2f}^{0}>=-2, \ <O_{2f}^{2}+O_{2f}^{-2}>=0 \quad (28)$$

та

$$<3O_{2f}^{0}>=1, \quad <O_{2f}^{2}+O_{2f}^{-2}>=1. \quad (29)$$

Порівняння формул (27)-(29) і (11) дозволяє стверджувати, що основним станом атома є стан із хвильовою функцією $\left|\psi_{1f}\right\rangle$.

Нехай з N атомів системи N_1 атомів знаходяться у стані $\left|\psi_{2f}\right\rangle$ та N_2 атомів – у стані $\left|\psi_{3f}\right\rangle$. Тоді відмінні від нуля компоненти ПП системи дорівнюють

$$\begin{aligned}&<3O_{2}^{0}>=\frac{N-N_1-N_2}{N}\times 1+\\&+\frac{N_1}{N}\times(-2)+\frac{N_2}{N}\times 1=1-3\frac{N_1}{N},\\&\langle O_2^2+O_2^{-2}\rangle=\frac{N-N_1-N_2}{N}\times(-1)+\\&+\frac{N_1}{N}\times 0+\frac{N_2}{N}\times 1=-1+\frac{N_1}{N}+2\frac{N_2}{N}\end{aligned}. \quad (30)$$

Ентропію системи можна записати у такий спосіб:

$$S_{en}=k\ln\frac{N!}{N_1!N_2!(N-N_1-N_2)!}. \quad (31)$$

Використовуючи формулу Стірлінга $\ln N!\cong N(\ln N-1)$ та формули (30), вираз (31) для ентропії можна подати у вигляді

$$S_{en}=-Nk\left[\ln\frac{A}{6}+\frac{B}{3}\ln\frac{2B}{A}+\frac{C}{6}\ln\frac{C}{A}\right], \quad (32)$$

де введені такі позначення:

$$A\equiv 2+\left\langle 3O_2^0\right\rangle-3\left\langle O_2^2+O_2^{-2}\right\rangle, B\equiv 1-\left\langle 3O_2^0\right\rangle,$$
$$C\equiv 2+\left\langle 3O_2^0\right\rangle+3\left\langle O_2^2+O_2^{-2}\right\rangle. \quad (33)$$

Вільна енергія системи визначається формулою

$$F=E-T\,S_{en}. \quad (34)$$

Якщо врахувати (8) і (32) та перейти до безрозмірних величин, можна записати вираз для безрозмірної вільної енергії, що припадає на один атом, у фазі QP_{2X}:

$$\begin{aligned}&F'(QP_{2X})=\frac{1}{3}\lambda D'-\frac{1}{3}\lambda^2-\sigma^2\varsigma+\\&+\theta'\left[\ln\frac{A}{6}+\frac{B}{3}\ln\frac{2B}{A}+\frac{C}{6}\ln\frac{C}{A}\right],\end{aligned} \quad (35)$$

де $F'=F/K_0$, $D'=D/K_0$, $\theta'=\theta/K_0$.

Для того, що б визначити границю між фазами QP_{2X} і QP_{2Z} необхідно порівняти вираз (35) з отриманим у роботі [21] виразом для безрозмірної вільної енергії у фазі QP_{2Z}:

$$\begin{aligned}&F'(QP_{2Z})=\frac{1}{3}\lambda D'-\frac{1}{3}\lambda^2+\\&+\theta'\left[\ln\frac{1-\lambda}{3}+\frac{2+\lambda}{3}\ln\frac{2+\lambda}{2(1-\lambda)}\right].\end{aligned} \quad (36)$$

Шукана границя в координатах $\theta'-D'$ при різних значеннях константи ς наведена на рис. 1.

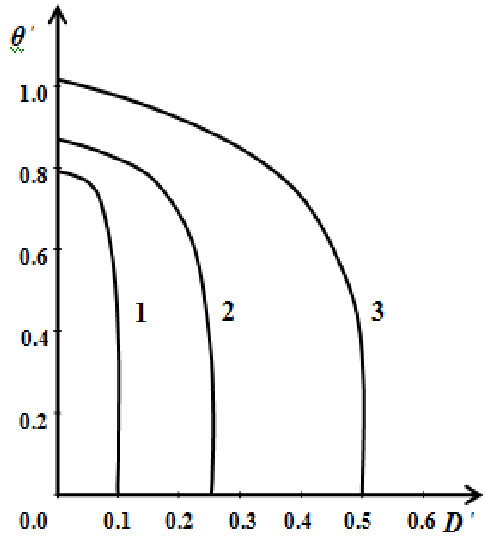

Рис. 1. Границя QP_{2X} і QP_{2Z} фаз: 1 - ζ=1,1; 2 – ζ=1,25; 3 – ζ=1,5.

При збільшенні константи ς збільшується область на площині $\theta' - D'$, у якій реалізується фаза QP_{2X}.

Висновки

Отримані в роботі результати дозволяють стверджувати, що в одновісних магнетиках з анізотропною БОВ при $T = 0$ може бути енергетично вигідним виникнення квадрупольної фази QP_{2X}. При наявності в системі ОА типу "легка площина" для виникнення фази QP_{2X} як основний стан необхідно, щоб константа анізотропії БОВ ς була досить велика, тобто виконувалася умова (14).

Проведені при скінченних температурах дослідження фазових переходів показують, що при фіксованому значенні константи ОА D критична температура суттєво зростає зі зростанням параметра ς. При фіксованому значенні температури з ростом ς швидко збільшується критичне значення константи *D*. Таким чином, в одновісних магнетиках із сильно анізотропним БОВ врахування параметра ς є необхідною умовою дослідження фазових переходів між квадрупольними фазами.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Moriya T. Phys. Rev. **117**, 635 (1960).
2. Birgeneau R.J., Als-Nielsen J., Bucher E. Phys. Rev. B **6**, 2724 (1972).
3. Luthi B., Tomas R.L., Levi P.M. Phys. Rev. B **7**, 3238 (1973).
4. Furrer A., Purwins H.G. Phys. Rev. B **16**, 2131 (1977).
5. Levi M.P., Morin P., Schmitt D. Phys. Rev. Lett **42**, 1417 (1979).
6. Aleonard R., Morin P. Phys. Rev. B **19**, 3868 (1979).
7. Онуфриева Ф.П. Журн. Эксп. Теор. Физ. **80**, 2372 (1981).
8. Нагаев Э.Л. Усп. Физ. Наук **136**, 61 (1982).
9. Онуфриева Ф.П. Журн. Эксп. Теор. Физ. **86**, 2270 (1985).
10. Вальков В.В., Мацулева Г.Н., Овчинников С.Г. Физ. Тверд. Тела **31**, 60 (1989).
11. Onufrieva F.P., Shapovalov I.P. J. Moscow Phys. Soc. **1**, 63 (1991).
12. Локтев В.М., Островський В.С. Физ. Низк. Темп. **20**, 983 (1994).
13. Калита В.М., Лозенко А.Ф. Физ. Низк. Темп. **24**, 958 (1998).
14. Шаповалов І. Журн. Фіз. Досл. **3**, 192 (1999).
15. Baran O.R., Levitskii R.R. Phys. Rev. B **65**, 172407 (2002).
16. Калита В.М., Локтев В.М. ФТТ **45**, 1450 (2003).
17. Калита В.М., Локтев В.М. Журн. Эксп. Теор. Физ. **125**, 1149 (2004).
18. Фридман Ю.А., Матюнин Д.А., Клевец Ф.Н. Физ. Низк. Темп. **33**, 881 (2007).
19. Калита В.М., Лаванов Г.Ю., Локтев В.М. Физ. Тверд. Тела **50**, 285 (2008).
20. Шаповалов І.П. УФЖ **53**, 653 (2008).
21. Шаповалов І.П., Сайко П.О. УФЖ **56**, 248 (2011).
22. Гантмахер Ф.Р. Теория матриц (Москва 1988) с. 100-103.

Стаття надійшла до редакції 30.05.2011

I.P. Shapovalov, P.O. Sayko
I.I. Mechnikov Odesa State University
65100,Odesa, 2, Dvoryans'ka Str., Ukraine

QUADRUPOLE PHASE WITH BROKEN SYMMETRY IN UNIAXIAL SU(3) – MAGNET

Uniaxial magnets with tensor interactions in the unit value of the atomic spin are investigated. Condition for the existence of quadruple phase with broken symmetry in the limit of low temperatures is revealed. Expressions for the entropy and free energy of the system in the molecular field approximation at finite temperatures are obtained. A boundary in the temperature versus constant between the symmetric quadruple phase and quadruple phase with broken symmetry is plotted single-ion anisotropy coordinate.
Key words: uniaxial magnets , tensor interactions, quadrupole phase.

И.П. Шаповалов, П.О. Сайко
Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова
65100, Одесса, ул. Дворянская, 2, Украина

КВАДРУПОЛЬНАЯ ФАЗА С НАРУШЕНОЙ СИММЕТРИЕЙ В ОДНОСНОМ SU(3) - МАГНЕТИКЕ

Исследованы одноосные магнетики с тензорными взаимодействиями при единичном значении атомного спина. В пределах низких температур обнаружено условие существования квадрупольной фазы с нарушенной симметрией. При конечных температурах в приближении молекулярного поля получены выражения для энтропии и свободной энергии системы. В координатах «температура – константа» одноионной анизотропии определена граница между симметричной квадрупольной фазой и квадрупольной фазой с нарушенной симметрией.
Ключевые слова: одноосные магнетики, тензорное взаимодействие, квадрупольная фаза.