

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Існує широкий клас магнітних сполук, для дослідження яких модель Гейзенбега є неприйнятною. Зокрема, це магнітні діелектрики з сильними тензорними взаємодіями: одноіонною анізотропією (ОА) та біквадратичною обмінною взаємодією (БОВ) [1].

Прикладами речовин, в яких константа ОА за порядком величини порівнянна з константою обмінної взаємодії (ОВ), можуть служити алюмінати рідкісноземельних елементів [2], сполуки талія [3], деякі магнітні матеріали на основі нікелю та заліза [4-6]. При цьому в сполуках CsFeBr_3 і CsFeCl_3 відношення константи ОА до константи ОВ складає декілька десятків [7].

Константа БОВ у багатьох рідкісноземельних елементах порівнянна з константою ОВ, а в сполуках TmZn , GeB_6 , DyCu навіть перевищує останню [8-10].

Отже, для адекватного опису властивостей багатьох магнітних діелектриків разом з ОВ необхідно враховувати ОА та БОВ [1].

Магнітні системи з великим значенням констант тензорних взаємодій є об'єктом підвищеного зацікавлення теоретиків та експериментаторів. Одна з причин такого зацікавлення полягає у тому, що у згаданих системах в значній мірі проявляється нееквідистантність одноіонного енергетичного спектра, а у спектрі елементарних збуджень присутні додаткові вітки.

Інша, не менш вагома, причина зацікавлення дослідників до магнетиків з ОА та БОВ полягає у тому, що в цих речовинах можуть виникати квадрупольні та квадрупольно-ферромагнітні фази. За певних значень параметрів гамільтоніана та зовнішніх полів такі фази можуть реалізовуватися в якості основного стану системи. Вивчення цих фаз є актуальною задачею сучасної фізики магнітних явищ.

Розвиток сучасних технологій робить актуальною задачу підвищення густини запису інформації на магнітних плівках. Розв'язок цієї задачі лежить на путі зменшення розмірів носіїв одиначної інформації (бітів). Однак, зі зменшенням розмірів біта зростає загроза втрати інформації внаслідок теплового руху частинок. При цьому збільшення ОА і БОВ, яке у плівках завжди є анізотропним, приводить до збільшення магнітної енергії біта, отже, є дійовим способом підвищення надійності зберігання інформації.

Таким чином, задача створення магнітних матеріалів з великим значенням констант тензорних взаємодій і дослідження властивостей цих матеріалів є актуальною не тільки з точки зору теоретичної і експериментальної фізики, але також з точки зору розвитку сучасних інформаційних технологій.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Роботу було виконано на кафедрі теоретичної фізики Одеського національного університету імені І. І. Мечникова. Напрямок роботи був узгоджений з планом наукових досліджень кафедри та планом робіт за держбюджетною темою «Дослідження рівноважних станів і явищ переносу у сильно зв'язаних та низько вимірних системах» (номер державної реєстрації 0106U001673).

Мета і задачі дослідження. Метою роботи є теоретичне дослідження моделі одновісного магнетика (Z – вісь симетрії) з одиничним спіном за наявності ОА та анізотропної БОВ найбільш загального вигляду, вивчення упорядкованих фаз у таких магнетиках та переходів між фазами.

У зв'язку з цим передбачається:

- провести дослідження феромагнітної фази з віссю упорядкування Z (фаза FM_Z) та площинної квадрупольної фази з площиною упорядкування XY (фаза KY_{2Z}) при скінченних температурах. Зокрема, визначити спектри спінових збуджень у цих фазах та дослідити умови стійкості спектрів;
- дослідити гістерезисні явища, що супроводжують фазові переходи (ФП) першого роду між фазами FM_Z і KY_{2Z} ;
- одержати явний аналітичний вираз, що пов'язує температуру порушення стійкості спектра спінових збуджень у фазі KY_{2Z} з параметрами гамільтоніана за відсутності зовнішнього магнітного поля;
- провести дослідження осьової квадрупольної фази з віссю упорядкування Z (фаза KY_{1Z}). Зокрема, знайти спектр спінових збуджень у цій фазі за скінченних температур та визначити умови стійкості спектра;
- дослідити умови, за яких в системі може реалізовуватися площинна квадрупольна фаза з неколінеарною площиною упорядкування (фаза $\text{KY}_{2<}$).
- дослідити особливості фазових діаграм (ФД), які ілюструють ФП за константою ОА у відсутності зовнішнього магнітного поля.

Об'єкт дослідження – одновісні магнетики з ОА та анізотропною БОВ.

Предмет дослідження – поведінка параметра порядку (ПП) в упорядкованих фазах; спектри спінових збуджень у різних фазах; гістерезисні явища, що супроводжують ФП першого роду між фазами; ФД, які ілюструють ФП за наявності та відсутності зовнішнього магнітного поля.

Методи дослідження. В роботі використовувались методи квантової теорії магнетизму, метод унітарного перетворення [11], а також, запропонований в роботі [12] метод динамічної матриці.

Наукова новизна одержаних результатів. В дисертаційній роботі досліджено модель одновісного магнетика з одиничним спіном за наявності ОА та анізотропної БОВ найбільш загального вигляду та одержано наступні нові результати:

- визначено спектри спінових збуджень у фазах FM_Z і KY_{2Z} за скінченних температур та досліджено умови стійкості спектрів;
- досліджено гістерезисні явища, що супроводжують ФП першого роду між фазами FM_Z і KY_{2Z} . Для випадку нульової температури одержано аналітичний вираз для енергії перемагнічування, що припадає на один іон;
- одержано явний аналітичний вираз, який пов'язує температуру порушення стійкості спектра спінових збуджень у фазі KY_{2Z} з параметрами гамільтоніана за відсутності зовнішнього магнітного поля;

- знайдено спектр спінових збуджень у фазі KU_{12} за скінченних температур та визначено умови стійкості спектра.

Практичне значення одержаних результатів.

- Результати дисертації можуть бути використані при розрахунках властивостей магнітних матеріалів.
- Результати роботи можуть бути використані при створенні низькотемпературних термометрів, низькотемпературних датчиків магнітного поля [13] та низькотемпературних датчиків тиску [4].

Особистий внесок здобувача. Роботи [1,2,5] (із списку статей автора за темою дисертації) опубліковано без співавторів. В роботі [3] автору належать постановка задачі та розробка методу побудови границь парамагнітної фази (ПМФ). Дослідження залежності координат потрійної точки від констант ОА і БОВ належить П. О. Сайку. В роботі [4] автору дисертації належать постановка задачі та дослідження гістерезисних явищ за нульової температури, зокрема, автор одержав аналітичний вираз для енергії перемагнічування, що припадає на один іон. Дослідження гістерезисних явищ за скінченних температур належить П. О. Сайку. Аналіз результатів та підготовку публікацій проведено співавторами сумісно.

Апробація результатів дисертації. Результати дисертації обговорювались на семінарах кафедри теоретичної фізики Одеського національного університету імені І. І. Мечникова, а також були представлені на таких наукових конференціях:

- International Workshop «Magnetic Phenomena in Micro- and Nano-Structures», May 27-29, 2010, Donetsk, Ukraine;
- IV Міжнародна науково-технічна конференція «Сенсорна електроніка та мікросистемні технології», 28 червня - 2 липня, 2010, Одеса, Україна;
- Young Scientists Conference «Modern Problems of Theoretical Physics», December 22-24, 2010, Kyiv, Ukraine;
- Міжнародна конференція молодих учених і аспірантів ІЕФ-2011, 24-27 травня, 2011, Ужгород, Україна;
- IV Young Scientists Conference «Modern Problems of Theoretical Physics», October 23-26, 2012, Kyiv, Ukraine.

Публікації. Результати дисертації опубліковані у п'яти статтях в наукових журналах та в п'яти тезах наукових конференцій, всього десять публікацій.

Структура дисертації. Робота складається із вступу, чотирьох розділів, висновків та списку використаних джерел, що містить 92 посилання. Загальний обсяг дисертації – 122 сторінки друкованого тексту, ілюстрованого 24 рисунками і 3 таблицями.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** подано загальну характеристику роботи: обґрунтовано актуальність теми; вказано зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами; сформульовано мету і задачі дослідження; висвітлено об'єкт, предмет і

методи дослідження; визначено наукову новизну та практичне значення одержаних результатів; вказано особистий внесок здобувача; наведено відомості про апробацію результатів дисертації, публікації та структуру дисертації.

У **першому розділі** проведено огляд літератури, який висвітлює основні етапи дослідження магнетиків з тензорними взаємодіями. Із огляду витікає, що магнітні системи з анізотропною БОВ досліджені недостатньо.

Другий розділ присвячений викладенню методики дослідження магнітних систем з тензорними взаємодіями, яка використана в дисертаційній роботі.

У **параграфі 2.1.** розглянуто різні базиси операторів, що описують стан магнетика з одиничним спіном, зокрема, базис ермітових генераторів групи $SU(3)$ Q . Останній складається із трьох спінових операторів S^α ($\alpha = x, y, z$) і п'яти квадрупольних операторів Q^p ($p = 0, \pm 1, \pm 2$). Зв'язок між операторами Q^p та S^α має вигляд

$$Q^0 = 3(S^Z)^2 - 2I, \quad Q^1 = -(S^Z S^Y + S^Y S^Z), \quad Q^{-1} = S^Z S^X + S^X S^Z, \\ Q^2 = (S^X)^2 - (S^Y)^2, \quad Q^{-2} = -(S^X S^Y + S^Y S^X),$$

де I – одинична матриця.

У базисі операторів Q діагональними є два оператори: S^Z і Q^0 .

У **параграфі 2.2.** вибрано та обґрунтовано модель досліджуваного магнетика. Згідно вибраної моделі у базисі операторів Q гамільтоніан системи має вигляд

$$H = -h \sum_i S_i^Z - \sum_{i,j} J_{ij} [S_i^Z \cdot S_j^Z + \xi (S_i^X \cdot S_j^X + S_i^Y \cdot S_j^Y)] + (1/3)D \sum_i Q_i^0 - \\ - \sum_{i,j} K_{ij} [(1/3)Q_i^0 Q_j^0 + \eta (Q_i^1 Q_j^1 + Q_i^{-1} Q_j^{-1}) + \varsigma (Q_i^2 Q_j^2 + Q_i^{-2} Q_j^{-2})], \quad (1)$$

де h – зовнішнє магнітне поле в енергетичних одиницях; J_{ij} – константи ОБ; ξ – константа анізотропії ОБ; D – константа ОА; K_{ij} – константи БОВ; η, ς – константи анізотропії БОВ; індекси i, j нумерують вузли кристалічної ґратки. Оскільки в роботі розглядається лише однорідне упорядкування, величини J_{ij} і K_{ij} далі будемо вважати додатними.

Гамільтоніан (1) є інваріантним відносно перетворення $\exp(i\alpha S^Z)$, де S^Z – z -компонента повного магнітного моменту системи. Це так звана одновісна симетрія. В моделі (1) анізотропія БОВ має найбільш загальний для одновісної симетрії вигляд.

У **параграфі 2.3.** викладено основний зміст методу унітарного перетворення, який було запропоновано в роботі [14] для дослідження магнетиків с ОА та узагальнено в роботі [11] на випадок магнетиків с анізотропною БОВ.

За умови, що вісь Y вибрано перпендикулярно до вектора намагніченості, у наближенні молекулярного поля гамільтоніан (1) приймає вигляд

$$H_0 = \alpha_1 \sum_i S_i^Z + \alpha_2 \sum_i Q_i^0 + \alpha_3 \sum_i S_i^X + \alpha_4 \sum_i Q_i^{-1} + \alpha_5 \sum_i Q_i^2, \quad (2)$$

де величини α_n визначаються виразами

$$\alpha_1 = -(h + 2J_0 \langle S^Z \rangle), \quad \alpha_2 = (1/3)(D - 2K_0 \langle Q^0 \rangle), \quad \alpha_3 = -2\xi J_0 \langle S^X \rangle, \\ \alpha_4 = -2\eta K_0 \langle Q^{-1} \rangle, \quad \alpha_5 = -2\zeta K_0 \langle Q^2 \rangle.$$

Середні значення $\langle S^Z \rangle$, $\langle Q^0 \rangle$, $\langle S^X \rangle$, $\langle Q^{-1} \rangle$, $\langle Q^2 \rangle$ утворюють ПП.

Гамільтоніан (2) можна діагоналізувати за допомогою унітарного перетворення

$$V = \exp(-i\psi Q^{-2}) \times \exp(i\chi Q^1) \times \exp(i\phi S^y), \quad (3)$$

де ϕ, χ, ψ – параметри перетворення [14, 11]. Далі ці параметри будемо називати кутами. Перетворений гамільтоніан має вигляд

$$H_0 = \tilde{\alpha}_1 \sum_i \tilde{S}_i^Z + \tilde{\alpha}_2 \sum_i \tilde{Q}_i^0,$$

де «тильдою» позначаються перетворені величини.

Кути ϕ, χ, ψ визначаються умовою

$$\tilde{\alpha}_3 = 0, \\ \tilde{\alpha}_4 = 0, \\ \tilde{\alpha}_5 = 0. \quad (4)$$

В систему (4) окрім кутів ϕ, χ, ψ та параметрів гамільтоніана входять середні значення перетворених операторів: $\langle \tilde{S}^Z \rangle \equiv \sigma$ та $\langle \tilde{Q}^0 \rangle \equiv \lambda$. При цьому, за нульової температури виконується одна з трьох умов: 1) $\sigma = 1$; $\lambda = 1$, 2) $\sigma = 0$; $\lambda = -2$, 3) $\sigma = -1$; $\lambda = 1$, що відповідає трьом різним базисам перетворених операторів. (Далі ми будемо користуватися таким базисом, для якого виконується друга умова.) За скінченних температур величини σ і λ можуть бути знайдені за допомогою розподілу Гібса [11]. У другому базисі ці величини є зростаючими функціями температури.

У вибраному базисі кожній однорідно-упорядкованій фазі магнетика відповідає певний набір кутів ϕ, χ, ψ . Таким чином, повний розв'язок системи (4) дозволяє визначити всі можливі однорідно-упорядковані фази в досліджуваному магнетикі.

За фіксованих значень кутів ϕ, χ, ψ (тобто у певній фазі) перетворення (3) встановлює однозначний зв'язок між компонентами ПП $\langle S^a \rangle$, $\langle Q^p \rangle$ та величинами σ і λ . Отже в кожній фазі стан магнетика однозначно визначається величинами σ і λ .

У параграфі 2.4. викладено метод динамічної матриці, який було запропоновано в роботі [12] для визначення спектрів спінових збуджень в різних фазах.

Третій розділ присвячений дослідженню упорядкованих фаз та ФП за наявності зовнішнього магнітного поля, що спрямовано уздовж осі Z .

У параграфі 3.1. наведено явний вигляд системи рівнянь (4) та явні вирази для величин $\tilde{\alpha}_1$ і $\tilde{\alpha}_2$. (У зв'язку з громіздкістю тут їх не наведено.) За умови $h \neq 0$ система (4) має чотири розв'язки, що відповідають різним типам однорідного упорядкування.

У параграфі 3.2. проведено дослідження тривіального розв'язку системи (4), тобто розв'язку $\varphi = \chi = \psi = 0$. Для нього за умови $T = 0$ (T – абсолютна температура) компоненти ПП дорівнюють:

$$\langle S^Z \rangle = 0, \langle Q^0 \rangle = -2, \langle S^X \rangle = 0, \langle Q^{-1} \rangle = 0, \langle Q^2 \rangle = 0. \quad (5)$$

Формули (5) відповідають стану системи, за якого проекція магнітного моменту кожного іона на вісь Z дорівнює нулю. Відповідна фаза – це фаза KY_{2Z} . Вводячи для власних функцій оператора S_i^Z , які відповідають власним значенням 1; 0; -1, позначення $|1\rangle_i$; $|0\rangle_i$; $|-1\rangle_i$, можна твердити, що у фазі KY_{2Z} за нульової температури будь-який магнітний іон i знаходиться у стані $|0\rangle_i$. Усі функції $|0\rangle_i$, а також хвильова функція системи, зберігають одновісну симетрію гамільтоніана.

За скінченних температур компоненти ПП мають вигляд

$$\langle S^Z \rangle = \sigma, \langle Q^0 \rangle = \lambda, \langle S^X \rangle = 0, \langle Q^{-1} \rangle = 0, \langle Q^2 \rangle = 0,$$

при цьому величини $\langle S^Z \rangle$ і $\langle Q^0 \rangle$ є зростаючими функціями температури.

Енергія основного стану E_0 у фазі KY_{2Z} не залежить від магнітного поля:

$$E_0 = N[-(2/3)D - (8/3)K_0]. \quad (6)$$

Вільна енергія, що припадає на один іон, дорівнює:

$$F = -h \langle S^Z \rangle - 2J_0 \langle S^Z \rangle^2 + \frac{1}{3}D \langle Q^0 \rangle - \frac{2}{3}K_0 \langle Q^0 \rangle^2 + \theta \left\{ \ln \left(\frac{1 - \langle Q^0 \rangle}{3} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\langle S^Z \rangle}{2} \ln \frac{2 + \langle Q^0 \rangle + 3 \langle S^Z \rangle}{2 + \langle Q^0 \rangle - 3 \langle S^Z \rangle} - \frac{2 + \langle Q^0 \rangle}{6} \ln \frac{4(1 - \langle Q^0 \rangle)^2}{(2 + \langle Q^0 \rangle)^2 - 9 \langle S^Z \rangle^2} \right\}. \quad (7)$$

За допомогою методу динамічної матриці визначено дві вітки спектра спінових збуджень за скінченних температур:

$$\omega_{1,2}(k) = \left\{ [D - 2 \langle Q^0 \rangle (K_0 - \xi J_k)] [D - 2 \langle Q^0 \rangle (K_0 - \eta K_k)] + \right. \\ \left. + (\langle S^Z \rangle)^2 (\xi J_k - \eta K_k)^2 \right\}^{1/2} \pm [h_Z + \langle S^Z \rangle (2J_0 - \xi J_k - \eta K_k)]. \quad (8)$$

Умова стійкості спектра: $\omega_{1,2}(0) > 0$. На межі стійкості у довгохвильовій границі обидві вітки спектра мають квадратичний закон дисперсії: $\omega_{1,2}(k) \sim k^2$.

За нульової температури умова стійкості спектра: $h < h_{c1}$, де h_{c1} – низькотемпературне критичне поле:

$$h_{c1} = \sqrt{[D - 4K_0(\eta - 1)][D + 4(K_0 - \xi J_0)]}. \quad (9)$$

У параграфі 3.3. досліджено розв'язок системи (4), який задається кутами $\varphi = -\pi/2$, $\chi = \psi = \pi/4$. Для цього розв'язку за нульової температури компоненти ПП мають вигляд

$$\langle S^Z \rangle = 1, \langle Q^0 \rangle = 1, \langle S^X \rangle = 0, \langle Q^{-1} \rangle = 0, \langle Q^2 \rangle = 0. \quad (10)$$

Формули (10) відповідають ферромагнітній фазі, в якій вісью упорядкування є вісь Z , тобто фазі ФМ_Z з хвильовими функціями магнітних іонів $|1\rangle_i$. У фазі ФМ_Z хвильова функція системи зберігає одновісну симетрію гамільтоніана.

За умови $T \neq 0$ компоненти ПП визначаються формулами

$$\langle S^Z \rangle = -(\sigma + \lambda)/2, \langle Q^0 \rangle = (3\sigma - \lambda)/2, \langle S^X \rangle = 0, \langle Q^{-1} \rangle = 0, \langle Q^2 \rangle = 0,$$

при цьому величини $\langle S^Z \rangle$ і $\langle Q^0 \rangle$ є спадними функціями температури.

Енергія основного стану дорівнює:

$$E_0 = N[-h - 2J_0 + (1/3)D - (2/3)K_0]. \quad (11)$$

Вираз для вільної енергії, що припадає на один іон, у фазі ФМ_Z має вигляд (7). При цьому компоненти ПП $\langle S^Z \rangle$ та $\langle Q^0 \rangle$, які входять в цей вираз, відрізняються від тих, що відповідають фазі КУ_{2Z}.

Вітки спектра спінових збуджень мають вигляд

$$\omega_1(k) = 2h + 4\langle S^Z \rangle (J_0 - \xi K_k), \quad (12)$$

$$\omega_2(k) = h + \langle S^Z \rangle (2J_0 - \xi J_k - \eta K_k) - \left\{ \left(\langle S^Z \rangle \right)^2 (\xi J_k - \eta K_k)^2 + \right. \\ \left. + [D - 2\langle Q^0 \rangle (K_0 - \xi J_k)] [D - 2\langle Q^0 \rangle (K_0 - \eta K_k)] \right\}^{1/2}. \quad (13)$$

Умова стійкості спектра: $\omega_{1,2}(0) > 0$. На межі стійкості у довгохвильовій границі закон дисперсії віток (12)-(13) є квадратичним: $\omega_{1,2}(k) \sim k^2$.

За нульової температури умову стійкості можна представити наступним чином: $h > \max\{h_{F1}, h_{F2}\}$, де характеристичні поля h_{F1} і h_{F2} дорівнюють:

$$h_{F1} = 2(K_0\xi - J_0), \quad (14)$$

$$h_{F2} = J_0(\xi - 1) + \eta K_0 - J_0 + |D + K_0(\eta - 1) - (K_0 - \xi J_0)|. \quad (15)$$

Отже, низькотемпературне критичне поле дорівнює:

$$h_{C2} = \max\{h_{F1}, h_{F2}\}. \quad (16)$$

У параграфі 3.4. проведено дослідження такого розв'язку системи (4):

$$\varphi = -\pi/2, \quad \psi = \pi/4, \quad \sin 2\chi = \frac{-h}{(K_0\xi - J_0)(\sigma + \lambda)}.$$

Для цього розв'язку за умови $T = 0$ компоненти ПП визначаються формулами

$$\langle S^Z \rangle = \sin 2\chi, \quad \langle Q^0 \rangle = 1, \quad \langle S^X \rangle = 0, \quad \langle Q^{-1} \rangle = 0, \quad \langle Q^2 \rangle = -\cos 2\chi. \quad (17)$$

Формули (17) описують стан системи, за якого хвильова функція довільного магнітного іона дорівнює $\cos(\pi/4 - \chi)|1\rangle_i - \sin(\pi/4 - \chi)|-1\rangle_i$. Такий стан відповідає осьовій квадрупольній фазі КУ_{1Z}. У фазі КУ_{1Z} хвильова функція системи не є інваріантною відносно перетворення $\exp(i\alpha S^Z)$, і в цьому сенсі фаза КУ_{1Z} є фазою з порушеною симетрією.

За умови $T \neq 0$ компоненти ПП визначаються формулами:

$$\langle S^z \rangle = -(1/2)(\sigma + \lambda) \sin 2\chi, \quad \langle Q^0 \rangle = (3\sigma - \lambda)/2,$$

$$\langle S^x \rangle = 0, \quad \langle Q^{-1} \rangle = 0, \quad \langle Q^2 \rangle = (1/2)(\sigma + \lambda) \cos 2\chi,$$

при цьому відносна намагніченість $\langle S^z \rangle$ є лінійною функцією поля h та не залежить від температури: $\langle S^z \rangle = h/2(K_0\varsigma - J_0)$. Із нерівності $\langle S^z \rangle > 0$ витікає необхідна умова існування фази КУ_{1Z}:

$$K_0\varsigma - J_0 > 0.$$

За умови $\sin 2\chi = 1$ фаза КУ_{1Z} безперервно переходить у фазу ФМ_Z, при цьому вираз для межі двох фаз має вигляд

$$h = -(\sigma + \lambda)(K_0\varsigma - J_0). \quad (18)$$

Оскільки величини σ і λ є функціями температури, вираз (18) задає критичну температуру T_c ФП другого роду між фазами КУ_{1Z} і ФМ_Z як неявну функцію зовнішнього магнітного поля.

Залежність безрозмірної критичної температури $\tilde{\theta}_c$ ($\tilde{\theta}_c = kT_c/J_0$) від константи ς за різних значень безрозмірного магнітного поля $\tilde{h}$ ($\tilde{h} = h/J_0$) наведено на рисунку 1. Величина $\tilde{\theta}_c$ сильно залежить від константи ς .

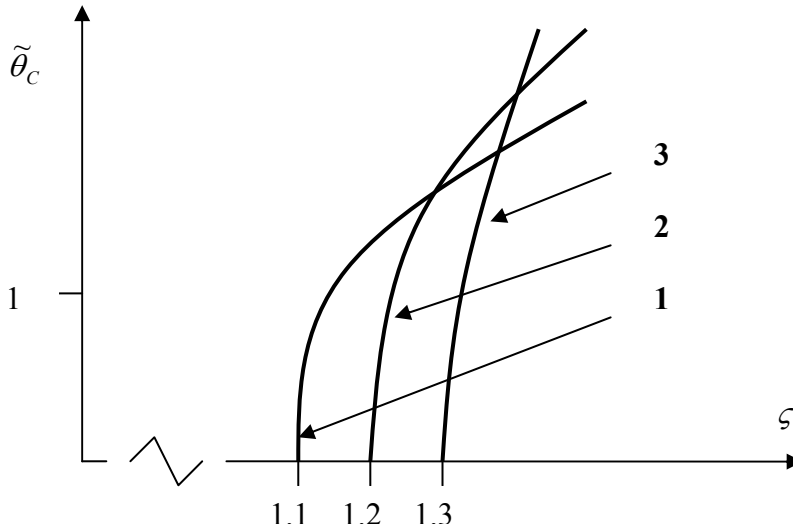


Рис.1. Залежність величини $\tilde{\theta}_c$ від константи ς за різних значень безрозмірного магнітного поля: 1 - $\tilde{h} = 0,75$; 2 - $\tilde{h} = 1$; 3 - $\tilde{h} = 1,25$. Усі лінії побудовано за умови $D = 0,4$; $K_0 = 1$.

Енергія основного стану у фазі КУ_{1Z} також, як у фазі КУ_{2Z} (див. формулу (6)), не залежить від зовнішнього магнітного поля:

$$E_0 = N[(1/3)D - (8/3)K_0 - 2K_0(\varsigma - 1)], \quad (19)$$

тому за умови $T = 0$ ФП за полем між фазами КУ_{1Z} та КУ_{2Z} є неможливими.

У параграфі 3.5. досліджено розв'язок системи (4), для якого всі компоненти ПП залежать від параметрів гамільтоніана. (У зв'язку з надзвичайною громіздкістю вирази для параметрів φ, χ, ψ та компонентів ПП

ми не наводимо.) Цьому розв'язку відповідає квадрупольно-ферромагнітна фаза, в якій орієнтація осі ферромагнітного упорядкування та площини квадрупольного упорядкування залежить від параметрів гамільтоніана та змінюється зі змінюванням зовнішнього магнітного поля. Це фаза з порушеною симетрією $K_{<}ФМ_{<}$.

Аналіз системи (4) показує, що переходи між фазами $K_{<}ФМ_{<}$ і $КУ_{2Z}$ є ФП другого роду. При цьому відповідна фазова межа збігається з межею стійкості спектра спінових збуджень у фазі $КУ_{2Z}$.

Межа фази $K_{<}ФМ_{<}$ з фазою $ФМ_Z$ за низьких температур може існувати лише за умови

$$h_{F2} > h_{F1}, \quad (20)$$

де величини h_{F1} і h_{F2} визначаються формулами (14) і (15). Ця межа збігається з межею стійкості другої вітки спектра спінових збуджень у фазі $ФМ_Z$. При цьому відповідні ФП за полем відбуваються як переходи другого роду, а фаза $КУ_{1Z}$ в системі не реалізується.

У випадку, коли нерівність (20) не виконується, в системі може реалізуватися фаза $КУ_{1Z}$. При цьому, критичне поле $h_{<}^{1Z}$ ФП між фазами $K_{<}ФМ_{<}$ і $КУ_{1Z}$ задається умовою

$$h_{<}^{1Z} = \left| (1/2)(\sigma + \lambda)h_F^1 \right| \sqrt{G_T(2 - G_T)},$$

де величина G_T визначається формулою

$$G_T = \frac{D + 2(\sigma - \lambda)K_0(\eta - 1) + (\sigma + \lambda)K_0(\zeta - 1)}{(\xi J_0 - \eta K_0)(\sigma + \lambda)}. \quad (21)$$

Таким чином, в разі, коли у певному інтервалі значень магнітного поля реалізується фаза $КУ_{1Z}$, фаза $K_{<}ФМ_{<}$ в системі може реалізовуватися лише за умови

$$0 < G_T < 2. \quad (22)$$

У параграфі 3.6. проведено класифікацію можливих типів ФД за умови $T = 0$. Кожну ФД, що реалізується в однорідно-упорядкованому одновісному $SU(3)$ -магнетику, можна віднести до одного з трьох типів. До ФД першого типу віднесено діаграми, на яких фази з порушеною симетрією не реалізуються. В свою чергу ФД першого типу поділено на два підтипи. ФД підтипу 1А – це тривіальна ФД, на якій за будь яких значень магнітного поля реалізується лише фаза $ФМ_Z$. Достатня умова реалізації діаграми підтипу 1А:

$$[D - 4K_0(\eta - 1)][D + 4(K_0 - \xi J_0)] < 0; \quad h_{C2} \leq 0.$$

На ФД підтипу 1В спостерігається конкуренція двох симетричних фаз. Такі діаграми реалізуються за умови $h_{C1} > h_{QF} > h_{C2}$; $h_{QF} > 0$, де критичні поля h_{C1} і h_{C2} задаються формулами (9) і (16), а h_{QF} – значення магнітного поля, за якого енергія основного стану у фазах $КУ_{2Z}$ і $ФМ_Z$ (див. формули (6), (11)) приймає однакове значення: $h_{QF} = D - 2(K_0 - J_0)$.

Схематично ФД підтипу 1В наведено на рисунку 2. В інтервалі значень

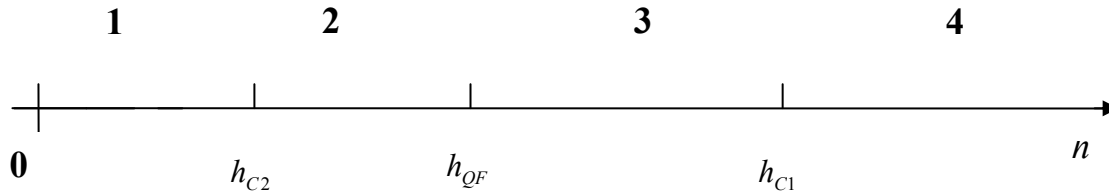


Рис.2. ФД підтипу 1В.

магнітного поля h від нуля до h_{C2} (область 1) фаза KY_{2Z} є стабільною, а фаза ΦM_Z – нестійка. В інтервалі від h_{C2} до h_{C1} спектри спінових збуджень в обох фазах є стійкими, однак за умови $h_{C2} < h < h_{QF}$ (область 2) фаза KY_{2Z} є стабільною, а фаза ΦM_Z може реалізовуватися лише як метастабільна, а за умови $h_{QF} < h < h_{C1}$ (область 3) реалізується протилежна ситуація. При значеннях магнітного поля, які є більшими за h_{C1} (область 4), фаза KY_{2Z} нестійка, а фаза ΦM_Z є стабільною.

Наявність метастабільних станів призводить до того, що залежність величини $\langle S^Z \rangle$ від зовнішнього магнітного поля h має гістерезисний вигляд (Рис.3).

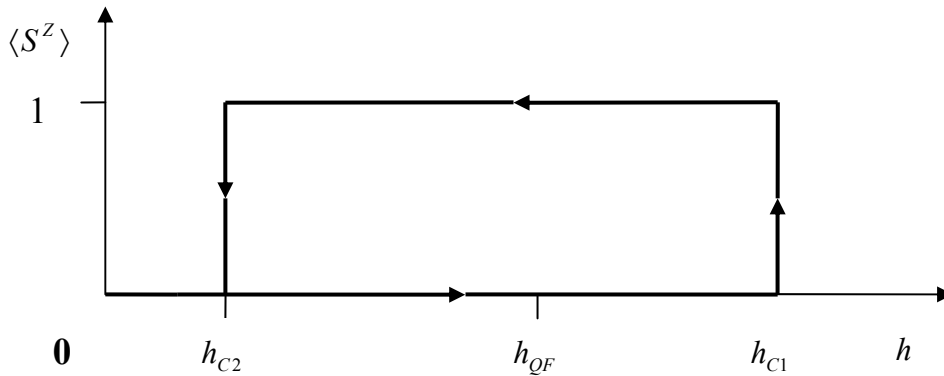


Рис.3. Залежність величини $\langle S^Z \rangle$ від зовнішнього магнітного поля h , що відповідає ФД підтипу 1В.

Вираз для енергії перемагнічування W_1 , що припадає на один іон, за умови $T = 0$ можна одержати в аналітичному вигляді: $W_1 = h_{C1} - h_{C2}$, або

$$W_1 = \sqrt{[D - 4K_0(\eta - 1)][D + 4(K_0 - \xi J_0)]} - \max \left\{ \begin{array}{l} 2(K_0 \xi - J_0); \\ J_0(\xi - 1) + \eta K_0 - J_0 + |D + K_0(\eta - 1) - (K_0 - \xi J_0)| \end{array} \right\}.$$

До ФД другого типу віднесено діаграми, на яких присутні фази з порушеною симетрією, а фаза KY_{2Z} не реалізується. Достатня умова реалізації таких ФД:

$$[D - 4K_0(\eta - 1)][D + 4(K_0 - \xi J_0)] < 0, \quad h_{c2} > 0. \quad (23)$$

За умови (23) в інтервалі значень магнітного поля $h > h_{c2}$ в системі реалізується симетрична фаза ΦM_Z , а в інтервалі $0 < h < h_{c2}$ – фази з порушеною симетрією. В залежності від того, які фази з порушеною симетрією включає в себе ФД, усі діаграми другого типу поділяються на три підтипи. До ФД підтипу 2А віднесено діаграми, на яких фаза KY_{1Z} не реалізується, тобто фаза ΦM_Z має межу з фазою $K_{<}\Phi M_{<}$. Умова існування цієї межі задається нерівністю (20). Відповідну ФД наведено на рисунку 4.

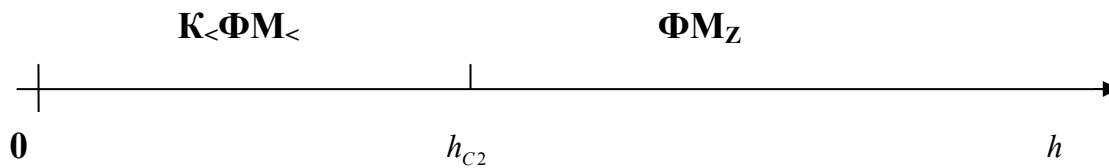


Рисунок 4. Фазова діаграма підтипу 2А.

У разі, коли для ФД другого типу нерівність (20) не виконується, критичне поле h_{c2} є границею між фазами ΦM_Z і KY_{1Z} . При цьому підтип діаграми визначається значенням параметра G_T , що задається формулою (21) за умови $T = 0$. Якщо параметр G_T не задовольняє умові (22), фаза $K_{<}\Phi M_{<}$ в системі не реалізується, і ФД є діаграмою підтипу 2В (Рис.5).

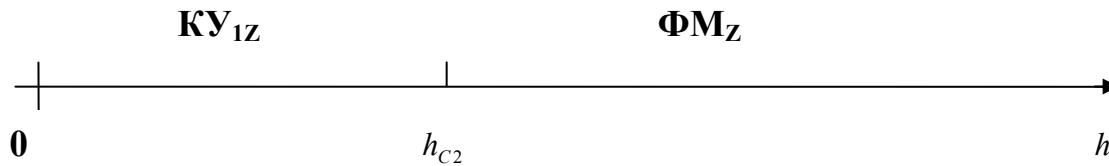


Рисунок 5. Фазова діаграма підтипу 2В.

У разі, коли виконується умова (22), фаза KY_{1Z} в точці $h = h_{<}^{1Z}$ переходить у фазу $K_{<}\Phi M_{<}$, і ФД є діаграмою підтипу 2С (Рис.6).

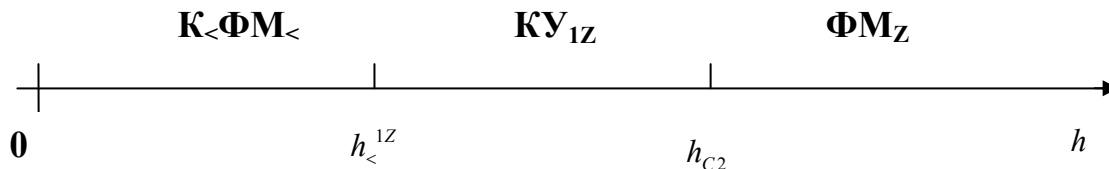


Рисунок 6. Фазова діаграма підтипу 2С.

ФД, що включають в себе як симетричну фазу KY_{2Z} , так і фази з порушеною симетрією, названо діаграмами третього типу. Необхідна умова реалізації таких діаграм

$$0 < h_{c1} < h_{c2}. \quad (24)$$

За умови (24) в інтервалі значень магнітного поля від h_{c1} до h_{c2} обидві симетричні фази є нестійкими, та реалізуються фази з порушеною симетрією. Оскільки при нульовій температурі ФП за полем між фазами KY_{2Z} і KY_{1Z} відбуватися не може, на ФД третього типу обов'язково присутня фаза $K<FM<$.

ФД третього типу можна поділити на два підтипи. До ФД підтипу 3А належать діаграми, на яких фаза KY_{1Z} не реалізується (Рис.7).



Рисунок 7. Фазова діаграма підтипу 3А.

ФД, на яких реалізуються обидві фази з порушеною симетрією, віднесено до діаграм підтипу 3В (Рис.8.)

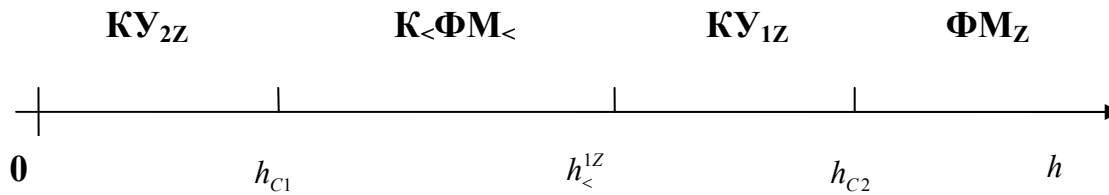


Рисунок 8. Фазова діаграма підтипу 3В.

У параграфі 3.7. досліджено особливості ФП між симетричними фазами за скінченних температур. В безрозмірних координатах $(\tilde{h}, \tilde{\theta})$ наведено діаграму, яка є узагальненням ФД підтипу 1В на випадок $T \neq 0$ (Рис. 9.).

Лінії **1** і **2** є границями стійкості спектрів спінових збуджень у фазах FM_Z і KY_{2Z} відповідно (див. формули (8),(12),(13)), тому в області **a** (**a1**, **a2**) стійкими є одночасно спектри в обох фазах. Лінія **3** визначається умовою рівності вільної енергії в обох фазах.

В області **a1** фаза KY_{2Z} є стабільною, а фаза FM_Z може реалізовуватися лише як метастабільна. В області **a2** стабільною є фаза FM_Z , а фаза KY_{2Z} – метастабільна. В області **b** фаза FM_Z є нестійкою, і реалізується лише фаза KY_{2Z} , а в області **c** спостерігається протилежна ситуація.

На лінії **3** зі зростанням температури різниця у значеннях компонент ПП для фаз FM_Z і KY_{2Z} зменшується і в точці **A** з координатами $\tilde{\theta}_n$ і $\tilde{h}_n$ стає рівною нулю.

В області **d** реалізується ПМФ, при цьому точка **A** є потрійною точкою фаз ПМФ, KY_{2Z} і FM_Z .

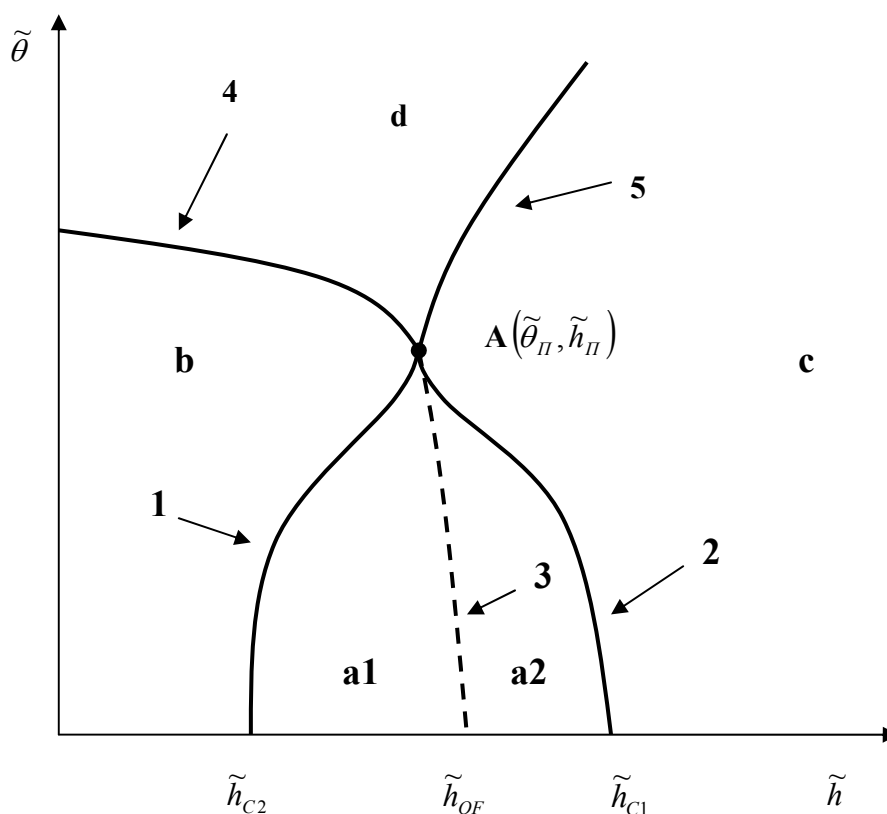


Рис. 9. ФД підтипу 1В за скінченних температур.

Границі ПМФ з фазами KU_{2Z} і FM_Z (лінії **4** і **5**) було побудовано, виходячи із наступних міркувань. У фазі KU_{2Z} за фіксованого значення магнітного поля h зі зростанням температури намагніченість збільшується, а в ПМФ – зменшується. Тому температурі переходу між фазою KU_{2Z} і ПМФ відповідає максимальне значення функції $\langle S^Z \rangle(T)$. У фазі FM_Z за фіксованого значення поля h зі зростанням температури квадрупольна складова ПП $\langle Q^0 \rangle$ зменшується, проходячи через нуль, а в ПМФ – збільшується, прямуючи до нуля. Отже, температурі переходу між фазою FM_Z і ПМФ відповідає мінімальне значення функції $\langle Q^0 \rangle(T)$.

Для моделей, менш загальних за модель (1), ФП із ПМФ у фази KU_{2Z} і FM_Z було досліджено в роботах [1,15,16,17] та ін. При цьому результати розрахунків ліній **4** і **5** у даній роботі добре узгоджуються з результатами згаданих робіт.

Четвертий розділ присвячений дослідженню упорядкованих фаз та ФП за відсутності зовнішнього магнітного поля. Окрім чотирьох однорідно-упорядкованих фаз, що досліджені у третьому розділі, в системі може реалізовуватися квадрупольна фаза з неколінеарною площиною упорядкування – фаза $KU_{2<}$.

У параграфі 4.1. досліджено особливості поведінки магнітної системи у фазі KU_{2Z} за відсутності магнітного поля. Перша особливість – це рівність нулю величини $\langle S^Z \rangle$ за скінченних температур. Це дозволяє одержати явний

аналітичний вираз для температури θ_c порушення стійкості спектра спінових збуджень у фазі KY_{2Z} :

$$\theta_c = \frac{\beta_{\max} D}{(\beta_{\max} - 1) \ln((4K_0(\beta_{\max} - 1) + 2D)/(4K_0(\beta_{\max} - 1) - D))},$$

де

$$\beta_{\max} = \max\{\eta; \xi J_0 / K_0\}.$$

Друга особливість полягає у тому, що за відсутності поля на межі стійкості фази KY_{2Z} у довгохвильовій границі спостерігається лінійний закон дисперсії спінових збуджень: $\omega(\vec{k}) \sim k$.

У параграфі 4.3. досліджено фазу KY_{1Z} . За умови $h = 0$ у фазі KY_{1Z} для довільного вузла i величина S_i^Z з рівною імовірністю приймає значення 1 і -1. Як наслідок, відносна намагніченість $\langle S^Z \rangle$ дорівнює нулю.

За нульової температури умова стабільності фази KY_{1Z} відносно переходів у фазу KY_{2Z} має вигляд $D < D_c$, де величина D_c визначається умовою рівності енергій основного стану у фазах KY_{1Z} і KY_{2Z} (див. формули (6), (19)):

$$D_c = 2K_0(\zeta - 1). \quad (25)$$

За допомогою методу динамічної матриці одержано вирази для двох віток спектра спінових збуджень за скінченних температур:

$$\omega_1(\vec{k}) = \{[2(\lambda - \sigma)(\eta K_k - K_0) - (\lambda + \sigma)K_0(\zeta - 1) - D] \times \\ \times [2(\lambda - \sigma)(\xi J_k - K_0) - (\lambda + \sigma)K_0(\zeta - 1) - D]\}^{\frac{1}{2}}, \quad (26)$$

$$\omega_2(\vec{k}) = 4 \left| \frac{\sigma + \lambda}{2} \right| \sqrt{\zeta(K_0 - K_k)(\zeta K_0 - J_k)}. \quad (27)$$

Межа стійкості вітки (26) задається формулою

$$[2(\lambda - \sigma)K_0(\eta - 1) - (\lambda + \sigma)K_0(\zeta - 1) - D] \times \\ \times [2(\lambda - \sigma)K_0(\xi J_0 / K_0 - 1) - (\lambda + \sigma)K_0(\zeta - 1) - D] = 0. \quad (28)$$

За умови (28) закон дисперсії спінових збуджень (26) у довгохвильовій границі є лінійним: $\omega_1(\vec{k}) \sim k$.

Закон дисперсії вітки (27) у довгохвильовій границі є лінійним за довільних значень параметрів гамільтоніана, при цьому виконується рівність $\omega_2(0) = 0$. Таким чином, мода цієї вітки з нульовим значенням хвильового вектора $\vec{k}$ є модою Голдстоуна.

У параграфі 4.4. досліджено такий розв'язок системи (4):

$$\chi = 0, \quad \psi = \pi/4, \quad \sin^2 \varphi = \frac{K_0(\eta - 1)(\sigma - \lambda) - K_0(\zeta - 1)\sigma - (1/2)D}{[2K_0(\eta - 1) - (1/2)K_0(\zeta - 1)](\sigma - \lambda)}.$$

Для цього розв'язку за умови $T = 0$ компоненти ПП визначаються формулами

$$\langle S^Z \rangle = 0, \quad \langle Q^0 \rangle = 3 \sin^2 \varphi - 2, \quad \langle S^X \rangle = 0, \quad \langle Q^{-1} \rangle = -\sin 2\varphi, \quad \langle Q^2 \rangle = -\sin^2 \varphi. \quad (29)$$

Формулам (29) відповідає квадрупольне упорядкування в площині $\mathbf{P}$, яка є перпендикулярною до осі α , що розташована в площині ZOX під кутом φ до осі Z (Рис. 10.). Відповідну фазу названо фазою $KY_{2<}$. У фазі $KY_{2<}$ зі зміною параметрів

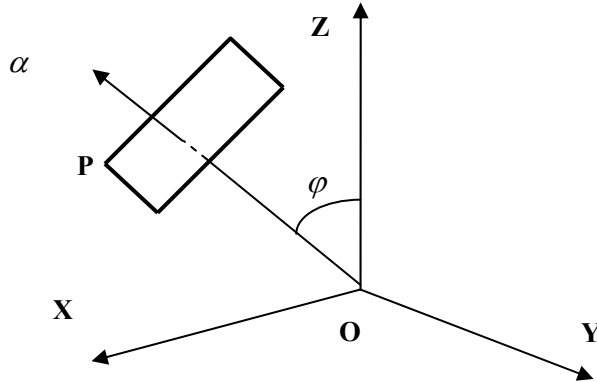


Рис. 10. Орієнтація площини квадрупольного упорядкування у фазі $KY_{2<}$.

гамільтоніана кут φ і, відповідно, орієнтація площини квадрупольного упорядкування змінюються неперервним чином.

Енергія основного стану задається виразом

$$E_0 = N \left\{ -\frac{2}{3} D - \frac{8}{3} K_0 + \frac{2(\eta-1)[D-4K_0(\eta-1)]}{4(\eta-1)-(\zeta-1)} \right\}.$$

Фаза $KY_{2<}$ може реалізовуватися лише за умови

$$D_{C1} < D < D_{C2}, \quad (30)$$

де критичні поля D_{C1} і D_{C2} визначаються виразами

$$D_{C1} = 2K_0(\zeta-1) - 4K_0(\eta-1), \quad (31)$$

$$D_{C2} = 4K_0(\eta-1). \quad (32)$$

Із (30)-(32) витікає необхідна умова існування фази $KY_{2<}$:

$$4(\eta-1) > \zeta-1.$$

За умови $D = D_{C1}$ фаза $KY_{2<}$ неперервно переходить у фазу KY_{1Z} , а за умови $D = D_{C2}$ – у фазу KY_{2Z} . Відповідні ФП є переходами другого роду.

За умови $T \neq 0$ компоненти ПП мають вигляд

$$\begin{aligned} \langle S^Z \rangle &= 0, \quad \langle Q^0 \rangle = (3/2) \sin^2 \varphi (\sigma - \lambda) + \lambda, \quad \langle S^X \rangle = 0, \\ \langle Q^{-1} \rangle &= (1/2) \sin 2\varphi (\lambda - \sigma), \quad \langle Q^2 \rangle = \sigma + (1/2) \sin^2 \varphi (\lambda - \sigma). \end{aligned}$$

ФП за скінченних температур із фази $KY_{2<}$ у фази KY_{1Z} та KY_{2Z} також є переходами другого роду.

У параграфі 4.5. досліджено такий розв'язок системи (4):

$$\varphi = 0, \quad \sin^2 \chi = \frac{(K_0 - \xi J_0)(\sigma + \lambda) + K_0(\zeta - 1)\sigma - (1/2)D}{[2(K_0 - \xi J_0) + (1/2)K_0(\zeta - 1)](\sigma + \lambda)}, \quad \psi = \pi/4.$$

За умови $T = 0$ компоненти ПП пов'язані зі значенням кута χ формулами

$$\langle S^Z \rangle = 0, \quad \langle S^X \rangle = \sin 2\chi, \quad \langle Q^{-1} \rangle = 0, \quad \langle Q^0 \rangle = 3 \sin^2 \chi - 2, \quad \langle Q^2 \rangle = \sin^2 \chi. \quad (33)$$

Формули (33) відповідають такому стану системи, в якому вісь феромагнітного упорядкування збігається з віссю X , а площина квадрупольного упорядкування P є перпендикулярною до осі α , що розташована в площині ZOY під кутом χ до осі Z . (Рис.11.). Такий стан доцільно було б назвати фазою $K_{<}\Phi M_X$.

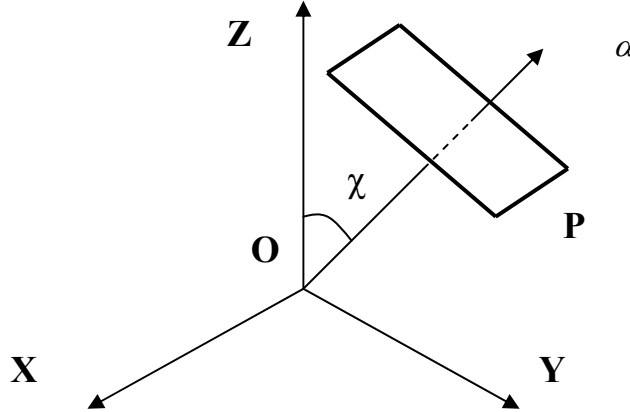


Рис. 11. Орієнтація площини квадрупольного упорядкування у фазі $K_{<}\Phi M_{<}$.

В роботі [18], де досліджена модель магнетика з ізотропними обмінними взаємодіями та ОА, було доведено, що за відсутності зовнішнього магнітного поля у фазі $K_{<}\Phi M_{<}$ намагніченість спрямована уздовж осі X . На цю обставину вказали також автори роботи [19]. Таким чином, фаза $K_{<}\Phi M_X$ є фазою $K_{<}\Phi M_{<}$ за умови $h = 0$.

За скінченних температур компоненти ПП мають вигляд

$$\langle S^Z \rangle = 0, \quad \langle S^X \rangle = -\frac{1}{2}(\sigma + \lambda)\sin 2\chi, \quad \langle Q^{-1} \rangle = 0,$$

$$\langle Q^0 \rangle = -\frac{3}{2}\sin^2 \chi(\sigma + \lambda) + \lambda, \quad \langle Q^2 \rangle = \sigma - \frac{1}{2}\sin^2 \chi(\sigma + \lambda).$$

Енергія основного стану:

$$E_0 = N \left\{ -\frac{2}{3}D - \frac{8}{3}K_0 + \frac{2(\xi J_0/K_0 - 1)[D - 4K_0(\xi J_0/K_0 - 1)]}{4(\xi J_0/K_0 - 1) - (\zeta - 1)} \right\}.$$

Фаза $K_{<}\Phi M_{<}$ може реалізовуватися лише за умови

$$D_{C1} < D < D_{C2}, \quad (34)$$

де критичні поля D_{C1} і D_{C2} визначаються виразами

$$D_{C1} = 2K_0(\zeta - 1) - 4(\xi J_0 - K_0), \quad (35)$$

$$D_{C2} = 4(\xi J_0 - K_0). \quad (36)$$

Із (34)-(36) витікає необхідна умова існування фази $K_{<}\Phi M_{<}$:

$$K_0(\zeta - 1) < 4(\xi J_0 - K_0).$$

Параграф 4.6. присвячений вивченню ФП між упорядкованими фазами за умови $h = 0$. При цьому вважається, що константа J_0 є малою.

У пункті 4.6.1. досліджено ФП за нульової температури. Наприклад, доведено, що у випадку, коли в системі реалізуються лише фази KY_{1Z} і KY_{2Z} , залежність компоненти ПП $\langle Q^0 \rangle$ від величини D має гістерезисний вигляд (Рис.12.). За умови $D < D_{C2}$ в системі реалізується стабільна KY_{1Z} фаза, і величина

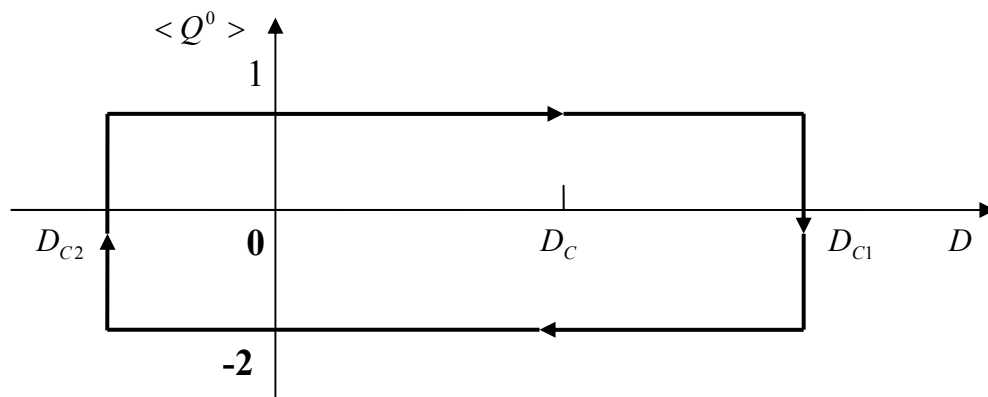


Рис.12. Залежність компоненти ПП $\langle Q^0 \rangle$ від величини D .

$\langle Q^0 \rangle$ дорівнює одиниці. Зі збільшенням D при переході через точку D_C , яка задається виразом (25), фаза KY_{1Z} стає метастабільною, при цьому величина $\langle Q^0 \rangle$ не змінюється. З подальшим збільшенням величини D в точці D_{C1} відбувається ФП першого роду у фазу KY_{2Z} , який супроводжується стрибкоподібним зменшенням величини $\langle Q^0 \rangle$ до значення $\langle Q^0 \rangle = -2$. При зворотній зміні величини D фаза KY_{2Z} в точці D_C безперервно переходить в метастабільний стан, а ФП першого роду, який супроводжується стрибкоподібним збільшенням величини $\langle Q^0 \rangle$ до значення $\langle Q^0 \rangle = 1$, відбувається на межі стійкості фази KY_{2Z} в точці D_{C2} . Таким чином, петля гістерезису є прямокутником.

У випадку, коли в системі реалізується фаза $KY_{2<}$, перехід із фази KY_{1Z} у фазу KY_{2Z} відбувається як каскад двох ФП другого роду: $KY_{1Z} \rightarrow KY_{2<} \rightarrow KY_{2Z}$.

У пункті 4.6.2. дослідження ФП за константою D узагальнено на випадок кінцевих температур. Зокрема, в координатах (D, θ) побудовано ФД, на якій існує потрійна точка фаз KY_{1Z} , KY_{2Z} і $KY_{2<}$.

ВИСНОВКИ

1. В одновісних $SU(3)$ -магнетиках з ОА та анізотропною БОВ найбільш загального вигляду за наявності зовнішнього магнітного поля, яке спрямовано уздовж осі симетрії системи, можуть реалізовуватися чотири однорідно-упорядковані фази: KY_{2Z} , FM_Z , KY_{1Z} і $K<FM<$.

Фаза KY_{2Z} є площинною квадрупольною фазою з площиною упорядкування, яка є перпендикулярною до осі симетрії системи. Фаза FM_Z – феромагнітна фаза, в якій вісь феромагнетизму збігається з віссю симетрії системи. В осьовій квадрупольній фазі KY_{1Z} відбувається упорядкування

уздовж осі симетрії системи. Фаза $K_{<}FM_{<}$ є квадрупольно-ферромагнітною фазою, в якій орієнтація осі ферромагнетизму та площини квадрупольного упорядкування залежить від параметрів гамільтоніана. Визначено умови, за яких реалізується кожний із чотирьох можливих типів однорідного упорядкування.

2. Для фаз KU_{2Z} та FM_Z визначено спектри спінових збуджень. Умови стійкості спектрів суттєво залежать від констант анізотропії БОВ.

3. ФП між симетричними фазами KU_{2Z} і FM_Z є переходами першого роду, та супроводжуються гістерезисними явищами. Одержано аналітичний вираз для енергії перемагнічування, що припадає на один іон. Значення цього виразу суттєво залежить від констант анізотропії БОВ.

4. Проведено класифікацію всіх можливих типів ФД, що ілюструють ФП за полем за нульової температури.

5. За відсутності зовнішнього магнітного поля окрім чотирьох згаданих фаз в системі може реалізовуватися квадрупольна фаза $KU_{2<}$, в якій площина квадрупольного упорядкування утворює певний кут з площиною XOY . Визначено необхідну умову існування цієї фази.

6. За умови $h=0$ одержано явний аналітичний вираз, який пов'язує температуру порушення стійкості спектра спінових збуджень у фазі KU_{2Z} з параметрами гамільтоніана.

7. Для фази KU_{1Z} за відсутності зовнішнього магнітного поля визначено спектр спінових збуджень за скінченних температур. Умови стійкості спектра суттєво залежать від констант анізотропії БОВ.

8. За відсутності магнітного поля за нульової температури у випадку, коли в системі реалізуються лише фази KU_{1Z} та KU_{2Z} , залежність компоненти ПП $\langle Q^0 \rangle$ від величини D має гістерезисний вигляд.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ АВТОРА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

статті за темою дисертації

1. Шаповалов І. П. Квадрупольна фаза магнетика з анізотропною біквадратною обмінною взаємодією / І. П. Шаповалов // Укр. фіз. журн. – 2008. – Т. 53, № 7 – С. 653–660.
2. Шаповалов І. П. Ферромагнітна фаза одновісного магнетика у присутності анізотропної біквадратичної обмінної взаємодії / І. П. Шаповалов // Укр. фіз. журн. – 2010. – Т. 55, № 3 – С. 307–312.
3. Шаповалов И. П. Фазовые переходы в магнетиках с тензорными взаимодействиями и низкотемпературные датчики магнитного поля / И. П. Шаповалов, П.А.Сайко // Сенсорная электроника и микросистемные технологии. – 2010. – Т. 1(7), №4 – С. 17–20.
4. Шаповалов І. П. Гістерезисні явища в магнетиках з тензорними взаємодіями / І. П. Шаповалов, П. О. Сайко // Укр. фіз. журн. – 2011. – Т. 56, № 3 – С. 248–253.

5. Шаповалов И. П. Квадрупольные фазы и фазовые переходы в одноосных магнетиках с тензорными взаимодействиями / И. П. Шаповалов // Физ. низк. темп. – 2013. – Т. 39, № 6 – С. 663–671.

тези доповідей на конференціях

1. Sayko P. A. The T-H phase diagram of one-axis magnetics with single-ion anisotropy of the light-plane type and anisotropic biquadrate exchange interaction / P. A. Sayko, I. P. Shapovalov // Magnetic Phenomena in Micro- and Nano-Structures : International Workshop, May 27-29, 2010, Donetsk, Ukraine. Abstracts – Donetsk, 2010. – P. 178–179.
2. Шаповалов И. П. Фазовые переходы в магнетиках с тензорными взаимодействиями и низкотемпературные датчики магнитного поля / И. П. Шаповалов, П. А. Сайко // Сенсорна електроніка та мікросистемні технології : 4-та Міжнародна науково-технічна конференція, 28 червня - 2 липня, Одеса, Ukraine. Тези доповідей – Одеса, 2010. С. 188.
3. Sayko P. A. Single-domain hysteresis in magnetics with tensor interaction / P. A. Sayko, I. P. Shapovalov // Modern Problems of Theoretical Physics : Young Scientists Conference, December 22-24, 2010, Kyiv, Ukraine. Abstracts – Kyiv, 2010. – P. 87.
4. Сайко П. А. Квадрупольная фаза с нарушенной симметрией в одноосном SU(3)-магнетике / П. А. Сайко, И. П. Шаповалов // ІЕФ-2011 : Міжнародна конференція молодих учених і аспірантів, 24-27 травня, 2011, Ужгород, Україна. Тези доповідей – Ужгород, 2011. – С. 141.
5. Sayko P. A. Quadrupolar phases and phase transitions in uniaxial magnets with tensor interaction / P. A. Sayko, I. P. Shapovalov // Modern Problems of Theoretical Physics : IV Young Scientists Conference, October 23-26, 2012, Kyiv, Ukraine. Abstracts – Kyiv, 2012. – P. 88.

СПИСОК ЦИТОВАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Нагаев Э. Л. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями / Э. Л. Нагаев. – М. : Наука, 1988. – 232 с.
2. Holden T. M. Magnetic excitations of DyAl₂ in a magnetic field / T. M. Holden, W. J. L. Buyers, H. G. Purwins // J. Phys. F. – 1984. – V. 14. – P. 2701–2718.
3. Birgeneau R. J. Neutron scattering from fcc Pr and Pr₃Tl / R. J. Birgeneau, J. Als-Nielsen, E. Bucher // Phys. Rev. B. – 1972. – V. 6, No 7. – P. 2724–2729.
4. Магнитные фазовые переходы во фторсиликате никеля под давлением / В. Г. Барьяхтар, И. М. Витебский, А. А. Галкин [и др.] // ЖЭТФ. – 1983. – Т. 84, № 3. – С. 1083–1090.
5. Низкотемпературные особенности намагничивания фторсилката железа в магнитном поле произвольной ориентации / С. К. Асадов, Э. А. Завадский, Ю. Д. Заворотнев, Б. М. Тодрис // ФНТ. – 1987. – Т. 13, № 11. – С. 1193–1198.

6. Magnetic excitations in the spin-1 anisotropic heisenberg antiferromagnetic chain system $\text{NiCl}_2\cdot 4\text{SC}(\text{NH}_2)_2$ / S. A. Zvyagin, J. Wosnitza, C. D. Batista [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2007. – V. 98, No 4. – P. 047205.
7. Калита В. М. Многоподрешеточная магнитная фаза, индуцированная внешним полем в синглетном магнетике / В. М. Калита, В. М. Локтев // ЖЭТФ. – 2004. – Т. 125, № 5. – С. 1149–1158.
8. Morin P. Cooperative Jahn-Teller effect in TmZn / P. Morin, J. Rouchy, D. Schmitt // Phys. Rev. B. – 1978. – V. 17, No 9. – P. 3684–3694.
9. Hanzawa K. Antiferro-quadrupolar ordering in GeB_6 / K. Hanzawa, T. Kasuya // J. Phys. Soc. Jap. – 1984. – V. 53, No 5. – P. 1809–1818.
10. Aleonard R. Magnetic and quadrupolar properties in DyCu and related dysprosium cubic compounds / R. Aleonard, P. Morin, J. Rouchy // JMMM. – 1984. – V. 46, No 1-2. – P. 233–244.
11. Onufrieva F. P. Peculiarities of spontaneous breaking continuous symmetry in magnets with tensor interactions / F. P. Onufrieva, I. P. Shapovalov // J. Moscov. Phys. Soc. – 1991. – V. 1. – P. 63–83.
12. Шаповалов І. П. Квадрупольна фаза магнетика з анізотропною біквадратною обмінною взаємодією / І. П. Шаповалов // Укр. фіз. журн. – 2008. – Т. 53, № 7 – С. 653–660.
13. Шаповалов И. П. Фазовые переходы в магнетиках с тензорными взаимодействиями и низкотемпературные датчики магнитного поля / И. П. Шаповалов, П. А. Сайко // СЭМСТ. – 2010. – Т. 1(7), № 4. – С. 17–20.
14. Онуфриева Ф. П. Точное решение одноионной задачи для магнетика с одноионной анизотропией в поле произвольного направления / Ф. П. Онуфриева // ЖЭТФ. – 1981. – Т. 80, № 6. – С. 2372–2379.
15. Калита В. М. Описание упорядочения температурной зависимости и магнитострикции одноподрешеточной системы спинов с $S=1$ и большим биквадратичным обменом / В. М. Калита, А. Ф. Лозенко // ФНТ. – 1998. – Т. 24, № 10. С. 958–964.
16. Левицький Р. Р. Вплив магнетного поля на термодинамічні характеристики спін-1 ізінговської моделі з білінійними та квадрупольними взаємодіями. Кластерне наближення / Р. Р. Левицький, О. Р. Баран // Журн. фіз. досл. – 2007. – Т. 11, № 3. – С. 303–310.
17. Калита В. М. О магнитных фазовых переходах типа смещения при спиновом упорядочении в магнетиках с сильной одноионной анизотропией / В. М. Калита, В. М. Локтев // ФТТ. – 2003. – Т. 45, № 8. – С. 1450–1455.
18. Онуфриева Ф. П. Низкотемпературные свойства спиновых систем с тензорным параметром порядка / Ф. П. Онуфриева // ЖЭТФ. – 1985. – Т. 86, № 6. – С. 2270–2287.
19. Калита В. М. К теории магнитных фазовых переходов в магнетиках с большой одноионной анизотропией / В. М. Калита, В. М. Локтев // ФНТ. – 2002. – Т. 28, № 12. – С. 1244–1250.

АНОТАЦІЯ

Шаповалов І. П. Упорядковані фази і фазові переходи в одноіонних SU(3)-магнетиках. – На правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02. – теоретична фізика. – Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, Одеса, 2013.

Досліджено модель одноіонного магнетика з одиничним спіном за наявності одноіонної анізотропії та анізотропної біквадратичної обмінної взаємодії найбільш загального вигляду. У таких магнетиках окрім звичайної ферромагнітної фази можуть виникати квадрупольні та квадрупольно-ферромагнітні фази.

Визначено спектри спінових збуджень за скінченних температур у ферромагнітній та двох квадрупольних фазах.

Фазові переходи першого роду за полем між ферромагнітною та площинною квадрупольною фазами супроводжуються гістерезисними явищами. Одержано аналітичний вираз для енергії перемагнічування, що припадає на один іон.

Одержано явний аналітичний вираз для температури порушення стійкості спектра спінових збуджень у площинній квадрупольній фазі за відсутності зовнішнього магнітного поля.

Ключові слова: одноіонна анізотропія, біквадратична обмінна взаємодія, квадрупольні фази, параметр порядку, фазові переходи, енергія перемагнічування.

АННОТАЦИЯ

Шаповалов И. П. Упорядоченные фазы и фазовые переходы в одноосных SU(3)-магнетиках. – На правах рукописи.

Диссертация на соискание научной степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.02. – теоретическая физика. – Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова, Одесса, 2013.

Диссертация посвящена исследованию одноосных магнетиков с большим значением константы одноионной анизотропии и сильным анизотропным биквадратичным обменным взаимодействием (БОВ). Рассматривается случай, когда значение спина равно единице, а анизотропия БОВ имеет наиболее общий вид. В таких магнетиках при наличии внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси симметрии системы (ось Z), возможны 4 однородно-упорядоченные фазы: ферромагнитная фаза (FM_Z), осевая квадрупольная фаза (KU_{1Z}), плоскостная квадрупольная фаза (KU_{2Z}) и квадрупольно-ферромагнитная фаза ($K<FM<$). В фазах FM_Z и KU_{1Z} упорядочение происходит вдоль оси симметрии системы, а в фазе KU_{2Z} плоскость упорядочения перпендикулярна оси симметрии. В фазе $K<FM<$ ориентация оси ферромагнетизма и плоскости квадрупольного упорядочения изменяется при изменении параметров гамильтониана. Если на ФД при некоторой температуре

реализуются все четыре фазы, то при этой температуре с возрастанием величины внешнего магнитного поля порядок следования фаз таков: фаза KY_{2Z} , фаза $K<FM<$, фаза KY_{1Z} и фаза FM_Z .

С помощью предложенного в работе метода динамической матрицы определены спектры спиновых возбуждений при конечных температурах в фазах KY_{2Z} и FM_Z . Границы устойчивости спектров зависят от констант анизотропии БОВ. Показано, что при нулевой температуре ФП первого рода между фазами KY_{2Z} и FM_Z сопровождаются гистерезисными явлениями. При этом петля гистерезиса в координатах поле – намагниченность имеет форму прямоугольника. Получено аналитическое выражение для энергии перемангничивания, приходящейся на один ион. Эта энергия существенно зависит от констант анизотропии БОВ. При конечных температурах в координатах поле – температура граница стабильности между фазами KY_{2Z} и FM_Z оканчивается тройной точкой фаз FM_Z , KY_{2Z} и парамагнитной фазы.

Доказано, что в том случае, когда в системе реализуется фаза KY_{1Z} , ее граница с фазой FM_Z совпадают с границей устойчивости спектра спиновых возбуждений последней. При этом соответствующие ФП являются переходами второго рода. Критическая температура этих ФП сильно зависит от константы анизотропии БОВ. Поскольку в фазах KY_{1Z} и KY_{2Z} энергия основного состояния не зависит от величины внешнего магнитного поля, низкотемпературные ФП по полю между этими фазами невозможны.

Проведено исследование границ существования фазы $K<FM<$. В координатах поле – температура линия ФП второго рода между фазами $K<FM<$ и KY_{2Z} , совпадает с границей устойчивости спектра спиновых возбуждений в фазе KY_{2Z} . Если в системе реализуется фаза $K<FM<$, а фаза KY_{1Z} не реализуется, то фаза $K<FM<$ с неизбежностью граничит с фазой FM_Z . При этом граница обеих фаз совпадает с границей устойчивости спектра спиновых возбуждений в фазе FM_Z . Соответствующие ФП являются переходами второго рода.

Для случая нулевой температуры проведена полная классификация всех возможных фазовых диаграмм при наличии внешнего магнитного поля.

В отсутствие внешнего магнитного поля получено явное аналитическое выражение, связывающее температуру потери устойчивости спектра спиновых возбуждений в фазе KY_{2Z} с параметрами гамильтониана.

Найден спектр спиновых возбуждений в фазе KY_{1Z} при конечных температурах в отсутствие внешнего магнитного поля. Условие устойчивости спектра сильно зависит от констант анизотропии БОВ.

В нулевом поле помимо фаз KY_{1Z} и KY_{2Z} в системе возможен еще один тип квадрупольного упорядочения. Это квадрупольная фаза $KY_{2<}$. Плоскость упорядочения в фазе $KY_{2<}$ является неколлинеарной по отношению к координатным плоскостям. Ее ориентация зависит от параметров гамильтониана. Определены условия на параметры гамильтониана, необходимые для существования фазы $KY_{2<}$.

Показано, что с увеличением константы ОА переходы из фазы KY_{1Z} в фазу KY_{2Z} могут проходить как непосредственно, так и через промежуточную фазу. В отсутствие внешнего магнитного поля при слабом обменном

взаимодействии такой промежуточной фазой является фаза $KU_{2<}$. Непосредственные переходы $KU_{1Z} \rightarrow KU_{2Z}$ являются ФП первого рода и сопровождаются гистерезисными явлениями. При наличии на диаграмме фазы $KU_{2<}$ имеет место каскад ФП второго рода: $KU_{1Z} \rightarrow KU_{2<} \rightarrow KU_{2Z}$.

Ключевые слова: одноионная анизотропия, биквадратичное обменное взаимодействие, квадрупольные фазы, параметр порядка, фазовые переходы, энергия перемагничивания.

SUMMARY

Shapovalov I.P. Ordered phases and phase transitions in uniaxial SU(3)-magnets. – Manuscript.

Thesis for the Candidate of Science degree in Physics and Mathematics by specialty 01.04.02 – theoretical physics. – Odessa I. I. Mechnikov National University, Odessa, 2013.

Model of a uniaxial magnet with unity spin in presence of single-ion anisotropy and anisotropic biquadratic exchange interaction in the most common form was studied. In this type of magnets quadrupole and quadrupole-ferromagnetic phase besides ordinary ferromagnetic phase can occur.

The spectrum of spin excitations at finite temperatures in the ferromagnetic and two quadrupole phases was determined.

The first order phase transition on the field between the ferromagnetic and the plane-quadrupole phase is accompanied by the hysteresis phenomena. An analytical expression for the remagnetization energy per single ion is obtained.

An explicit analytical expression for the temperature of destabilization of spin excitation spectrum in absence of an external magnetic field was obtained.

Keywords: single-ion anisotropy, biquadratic exchange interaction, quadrupole phase, the order parameter, phase transitions, remagnetization energy.

Підп. до друку 16.10.2013. Формат 60х90/16.
Гарн. Таймс. Умов.-друк. арк. 1,5. Тираж 100 прим.
Зам. № 741

Видавець і виготовлювач:
**Одеський національний університет
імені І. І. Мечникова**

Україна, 65082, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12
Тел.: (048) 723 28 39. E-mail: druk@onu.edu.ua
Свідоцтво ДК № 4215 від 22.11.2011 р.