ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 3, № 2 (1999) с. 192–198

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 3, No. 2 (1999) p. 192–198

ФАЗОВІ ПЕРЕХОДИ В МАГНЕТОДІЕЛЕКТРИКАХ ІЗ ТЕНЗОРНИМИ ВЗАЄМОДІЯМИ

І. Шаповалов
Одеський державний університет ім. І. І. Мечнікова,
вул. Дворянська, 2, Одеса, 270100, Україна

(Отримано 15 травня 1997 р.; в остаточному вигляді — 26 квітня 1999 р.)

У роботі досліджено магнетодіелектрики з тензорними взаємодіями при скінчених температурах. Визначено можливі типи однорідновпорядкованих фаз. Побудовано фазові $h-T$ діяграми.

Ключові слова: магнетодіелектрики, однойонна анізотропія, біквадратний обмін, фазові переходи.

PACS numbers: 75.30.–m

I. ВСТУП

Магнетні тензорні взаємодії можуть бути двох типів: локальні та кооперативні. До локальних тензорних взаємодій належить однойонна анізотропія (ОА), до кооперативних — обмін вищих ступенів за спіном.

До певного часу вважали, що роль ОА у формуванні властивостей магнетика зводиться лише до виділення осей кристала. Автори робіт [1,2], очевидно, уперше звернули увагу на особливе значення ОА взагалі. Після цього почались подальші дослідження [3–6]. У [6] показано, що в магнетиках із ОА при значенні вузельного спіну $S=1$ існують дві фази, які зберігають симетрію гамільтоніяна. Існування двох симетричних фаз приводить до того, що при монотонній зміні магнетного поля h або константи однойонної анізотропії D процеси спонтанного порушення та спонтанного відновлення симетрії можуть чергуватися. Результати робот [1–6] були детально проаналізовані й узагальнені в [7].

Другим типом магнетних взаємодій, які розглянуто в нашій роботі, є біквадратний обмін. У [8–10] були експериментально виявлені магнетні сполуки, у яких біквадратний обмін порівняно з білінійним. Це стимулювало теоретичні дослідження магнетиків із біквадратним обміном [11–18]. У [14] досліджено магнетики з ОА та ізотропними білінійним і біквадратним обмінами при значенні вузельного спіну $S=1$. Побудована фазова діяграма, яка визначає структуру основного стану системи. У [16] докладно досліджені орієнтаційні фазові переходи (ФП) зі спонтанним порушенням неперервної симетрії в магнетодіелектриках з ОА та анізотропним біквадратним обміном за низьких температур при значенні вузельного спіну $S=1$. Доведено, що при наявності біквадратного обміну є два типи фаз із порушенням симетрії: фази з частково порушеною симетрією та фази з повністю порушеною симетрією. Пояснимо це докладніше. Існування однієї неперервної операції симетрії викликає інваріянтність щодо поворотів на довільний кут у декількох гіперплощинах. Відповідно, порушення симетрії може бути пов'язане з порушенням симетрії в будь–якій із гіперплощин. Порушення симетрії в усіх гіперплощинах відповідає повному порушенню симетрії.

У цій роботі теорія, яка побудована в роботі [16], поширена на випадок скінчених температур.

II. ГАМІЛЬТОНІЯН

Дослідження проводили на основі гамільтоніяна

$$\begin{aligned} H = h_z \sum_i S_i^z + (D/3) \sum_i Q_i^0 \\ - \sum_{i,j} J_{ij} [S_i^z S_j^z + \xi (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y)] \\ + \sum_{i,j} K_{ij} [(1/3) Q_i^0 Q_j^0 + \mu (Q_i^1 Q_j^1 + Q_i^{-1} Q_j^{-1}) \\ + \zeta (Q_i^2 Q_j^2 + Q_i^{-2} Q_j^{-2}) \end{aligned} \tag{1}$$

де h_z — z–компонента напружености магнетного поля, J_{ij}, K_{ij} — константи білінійного та біквадратного обмінів, ξ — константа анізотропії білінійного обміну, μ, ζ — константи анізотропії біквадратного обміну, S^α — компоненти оператора спіну, Q^m — оператори, які пов'язані з квадрупольними операторами алґебри Лі SU(3) співвідношеннями:

$$\begin{aligned} Q^1 &= (O_2^1 - O_2^{-1})/\sqrt{2}, \\ Q^{-1} &= i(O_2^1 + O_2^{-1})/\sqrt{2}, \\ Q^2 &= O_2^2 + O_2^{-2}, \\ Q^{-2} &= i(O_2^2 - O_2^{-2}), \end{aligned} \tag{2}$$

$$Q^0 = 3O_2^0.$$

Гамільтоніян (1) інваріянтний відносно перетворень $\exp(i\varphi S^z)$, де φ — довільний кут.

Щоб продемонструвати специфічні особливості системи на прикладі однорідних упорядкувань, обмежимося випадком $J_{ij} > 0, K_{ij} > 0$. За цих умов антиферомагнетне впорядкування неможливе. В іншому — співвідношення між константами гамільтоніяна припускаємо довільними.

Для дослідження всіх можливих типів упорядкованих фаз використаємо формалізм переходу до локальних координат (ЛК) щодо систем із тензорними взаємодіями. Він полягає в наступному. У початковому гамільтоніяні всі одночастинкові члени враховуються точно, а всі двочастинкові члени — у наближенні молекулярного поля. Одержаний таким чином одночастинковий (нульовий) гамільтоніян за допомогою унітарних перетворень групи SU(3) зводиться до діягонального вигляду. Таким чином, у ЛК відмінні від нуля лише середні від діягональних операторів: $<\tilde{S}^z>=\sigma$ та $<\tilde{Q}_2^0>=\lambda$ (оператори в ЛК позначатимемо "тильдою", кутові дужки означають усереднення). Умови рівности нулеві в ЛК середніх від усіх операторів (2), крім σ та λ, утворюють систему рівнянь для кутів унітарних перетворень ϕ, χ, ψ ... Кожному типові однорідного впорядкування відповідає певний розв'язок цієї системи. Сукупність усіх розв'язків системи вичерпує задачу про можливі типи однорідновпорядкованих фаз.

Для моделі (1) без обмеження загальности можна обрати координати таким чином, що $<S^y>=0$. Тоді автоматично для всіх розв'язків справедливо $<Q^{-2}>=<Q^{-1}>=0$. У цьому випадку нульовий гамільтоніян має вигляд

$$H_0 = -(h_z + 2J_0 < S^z >)\sum_i S_i^z - 2\xi J_0 < S^x > \sum_i S_i^x + (D/3 - 2K_0 < Q^0 > /3)\sum_i Q_i^0$$
$$- 2\mu K_0 < Q^1 > \sum_i Q^1 - 2\zeta K_0 < Q^2 > \sum_i Q_i^2, \tag{3}$$

де $J_0 = \sum_i J_{ij}, K_0 = \sum_i K_{ij}$.
Виконуючи над гамільтоніяном (3) три унітарні перетворення

$$U_1 = \exp(-i\phi S^y), \quad U_2 = \exp(-i\chi Q^{-1}), \quad U_3 = \exp(-i\psi Q^{-2}), \tag{4}$$

одержуємо систему трьох рівнянь для кутів ϕ, χ, ψ. Перші два рівняння:

$$\frac{1}{2}D\sin 2\phi\cos\chi + h_z\cos\phi\sin\chi + (J_0 - K_0)\sigma\sin 2\chi\cos 2\psi + \frac{\sigma}{2}\cos 2\psi\sin 2\chi\Big[2J_0(\xi-1)\sin^2\phi$$
$$-\frac{1}{2}K_0(\zeta-1)\sin^2 2\phi - 2K_0(\mu-1)\cos^2 2\phi\Big] + \sigma\sin 2\psi\cos\chi\sin 2\phi\Big[-J_0(\xi-1)\sin^2\chi + \frac{1}{2}K_0(\zeta-1)(\cos 2\phi$$
$$+2\cos^2\chi - \cos^2\chi\cos^2\phi) - K_0(\mu-1)\cos 2\phi(1+\sin^2\chi)\Big] + \lambda\cos\chi\sin 2\phi\Big[-J_0(\xi-1)\sin^2\chi$$
$$+\frac{1}{2}K_0(\zeta-1)(\cos 2\chi - \cos^2\chi\cos^2\phi) + K_0(\mu-1)\cos^2\chi\cos 2\phi\Big] = 0, \tag{5}$$

$$\frac{1}{2}D\cos^2\phi\sin 2\chi + h_z\sin\phi\cos 2\chi + \frac{1}{2}(J_0 - K_0)\sin 4\chi(\lambda + \sigma\sin 2\psi) + \sigma\cos 2\psi\cos\chi\sin 2\phi\Big[-J_0(\xi-1)\cos 2\chi$$
$$+K_0(\zeta-1)\sin^2\chi(1+\sin^2\phi) + 2K_0(\mu-1)\sin^2\chi\cos 2\phi\Big] + \sigma\sin 2\psi\sin 2\chi\Big[J_0(\xi-1)\cos 2\chi\cos^2\phi$$
$$-\frac{1}{2}K_0(\zeta-1)(1+\sin^2\phi)(\cos 2\phi + 2\cos^2\chi - \cos^2\chi\cos^2\phi) + \frac{1}{2}K_0(\mu-1)\sin^2 2\phi(1+\sin^2\chi)\Big]$$
$$+\lambda\sin 2\chi\Big[J_0(\xi-1)\cos 2\chi\cos^2\phi - \frac{1}{2}K_0(\zeta-1)(1+\sin^2\phi)(\cos 2\chi - \cos^2\chi\cos^2\phi)$$
$$-\frac{1}{2}K_0(\mu-1)\cos^2\chi\sin^2 2\phi\Big] = 0. \tag{6}$$

Третє рівняння має вигляд

$$\tilde{H}\sin 2\psi + \tilde{D}_2\cos 2\psi = 0, \tag{7}$$

де

$$\begin{aligned}\tilde{H} = &-\frac{1}{2}D\sin 2\phi\sin\chi + h_z\cos\phi\cos\chi + 2(J_0 - K_0)\sigma\cos^2\chi\cos 2\psi + 2K_0\sigma\cos 2\psi \\ &+ \sigma\sin 2\psi\sin 2\phi\sin\chi\Big[-J_0(\xi-1)\cos^2\chi - \frac{1}{2}K_0(\zeta-1)(\cos 2\phi + 2\cos^2\chi - \cos^2\chi\cos^2\phi) \\ &+ K_0(\mu-1)\cos 2\phi(1+\sin^2\chi)\Big] + \sigma\cos 2\psi\Big[2J_0(\xi-1)\sin^2\phi\cos^2\chi + \frac{1}{2}K_0(\zeta-1)\sin^2 2\phi\sin^2\chi \\ &+ 2K_0(\mu-1)\cos^2 2\phi\sin^2\chi\Big] + \lambda\sin\chi\sin 2\phi\Big[-J_0(\xi-1)\cos^2\chi \\ &- \frac{1}{2}K_0(\zeta-1)(\cos 2\chi - \cos^2\chi\cos^2\phi) - K_0(\mu-1)\cos^2\chi\cos 2\phi\Big],\end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned}\tilde{D}_2 = &-\frac{1}{2}h_z\sin\phi\sin\chi + \frac{1}{2}D(\cos^2\phi\cos^2\chi - \cos 2\phi) - \frac{1}{2}(J_0 - K_0)\sin^2 2\chi(\lambda + \sigma\sin 2\psi) \\ &- 2K_0\sigma\sin 2\psi + \sigma\sin 2\psi\Big\{-\frac{1}{2}J_0(\xi-1)\cos^2\phi\sin^2 2\chi - \frac{1}{2}K_0(\zeta-1)(\cos 2\phi + 2\cos^2\chi - \cos^2\chi\cos^2\phi)^2 \\ &- \frac{1}{2}K_0(\mu-1)\Big[(2-\cos^2\chi)\sin^2 2\phi(1+\sin^2\chi)\Big]\Big\} + \sigma\cos 2\psi\sin 2\phi\sin\chi\Big[J_0(\xi-1)\cos^2\chi \\ &+ \frac{1}{2}K_0(\zeta-1)(\cos^2\chi + \cos^2\phi - \sin^2\chi\sin^2\phi) - K_0(\mu-1)\cos 2\phi(2-\cos^2\chi)\Big] \\ &+ \lambda\Big[-\frac{1}{2}J_0(\xi-1)\sin^2 2\chi\cos^2\phi - \frac{1}{2}K_0(\zeta-1)(\cos 2\chi - \cos^2\chi\cos^2\phi)(\cos^2\chi + \cos^2\phi - \sin^2\chi\sin^2\phi) \\ &+ \frac{1}{2}K_0(\mu-1)(2-\cos^2\chi)\sin^2 2\phi\cos^2\chi\Big].\end{aligned} \tag{9}$$

При цьому нульовий гамільтоніян у ЛК має вигляд

$$\tilde{H}_0 = -\tilde{h}\sum_i \tilde{S}_i^z + \tilde{d}\sum_i \tilde{O}_{2i}^0, \tag{10}$$

де $\tilde{h}$ і $\tilde{d}$ визначаються формулами:

$$\tilde{h} = \tilde{H}\cos 2\psi - \tilde{D}_2\sin 2\psi, \tag{11}$$

$$\begin{aligned}\tilde{d} = &-\frac{3}{2}h_z\sin\phi\sin 2\chi + \frac{1}{2}D(3\cos^2\phi\cos^2\chi - 1) - \frac{3}{2}(J_0 - K_0)\sin^2 2\chi(\lambda + \sigma\sin 2\psi) - 2K_0\lambda \\ &+ 3J_0(\xi-1)\cos\phi\sin 2\chi\Big[\sigma\cos 2\psi\sin\phi\cos\chi - \frac{1}{2}\cos\phi\sin 2\chi(\lambda + \sigma\sin 2\psi)\Big] \\ &- 3K_0(\zeta-1)(\sin^2\phi\cos^2\chi - \sin^2\chi)\Big\{\frac{1}{2}\sigma\Big[-\cos 2\psi\sin 2\phi\sin\chi + \sin 2\psi(\cos 2\phi + 2\cos^2\chi - \cos^2\chi\cos^2\phi)\Big]\end{aligned}$$

$$+\frac{1}{2}\lambda(\cos 2\chi-\cos^2\phi\cos^2\chi)\Big\}-3K_0(\mu-1)\cos^2\chi\sin 2\phi\Big\{-\sigma\Big[\cos 2\psi\cos 2\phi\sin\chi$$

$$+\frac{1}{2}\sin 2\psi\sin 2\phi(1+\sin^2\chi)\Big]+\frac{1}{2}\lambda\cos^2\chi\sin 2\phi\Big\}. \qquad (12)$$

Відмінні від нуля в ЛК середні σ і λ визначаються трансцендентними рівняннями [4]

$$\sigma=\frac{2\ sh\ (\tilde{h}/T)\exp(-\tilde{d}/T)}{1+2\ ch\ (\tilde{h}/T)\exp(-\tilde{d}/T)},$$

$$\lambda=1-\frac{3}{1+2\ ch\ (\tilde{h}/T)\exp(-\tilde{d}/T)}. \qquad (13)$$

При Т $=0$ система (13) має розв'язок: $\sigma=0; \lambda=-2$. При цьому система (5)–(7) дещо спрощується. (Оскільки випадок $T=0$ у нашій роботі окремо не розглядаємо, цю систему ми не наводимо.)

III. КЛАСИФІКАЦІЯ ФАЗ

Рівняння (5)–(7) описують усю сукупність можливих розв'язків при скінчених температурах. Подібно до випадку низьких температур [16], є три типи розв'язків. До першого типу належать розв'язки, у яких усі три кути є фіксованими, тобто не залежать від зовнішніх параметрів: магнетних полів, констант анізотропії, температури (нерухомі розв'язки). До другого типу належать розв'язки, у яких один із кутів залежить від зовнішніх параметрів, а два інших — фіксовані (розв'язки з одним рухомим кутом). Третій тип розв'язків — це розв'язки, у яких два кути залежать від зовнішніх параметрів (розв'язки з двома рухомими кутами).

Сукупність розв'язків різна при різних типах зовнішніх полів — магнетного поля та ОА. Для побудови фазових $h-T$ діяграм розглянемо розв'язки за умови $h_z\neq 0$.

Для того щоб яснішою була структура спінового порядку кожної з однорідновпорядкованих фаз, поряд із виразами для кутів будемо наводити значення початкових середніх.

а) Нерухомі розв'язки. ΦM_z

$$\cos\phi=\cos 2\chi=\cos 2\psi=0, \qquad (14)$$

$$(\sin 2\psi=1;\ \ \sin 2\chi=\sin\phi=-1)$$

$$<S^z>=-\frac{\sigma+\lambda}{2},\ \ <Q^0>=\frac{3\sigma-\lambda}{2},$$

$$<Q^2>=<S^x>=<Q^1>=0.$$

Розв'язок (14) відповідає феромагнетній фазі з віссю феромагнетного впорядкування, яка збігається з віссю Z. КУ_z

$$\sin\phi=\sin\chi=\cos 2\psi=0 \qquad (15)$$

$$<Q^0>=\lambda,<S^z>=\sigma,$$

$$<Q^2>=<S^x>=<Q^1>=0.$$

Цей розв'язок при $T=0$ є розв'язком квадрупольного типу. Площиною квадрупольного впорядкування є площина, яка перпендикулярна до осі Z. При скінчених температурах, коли $\sigma\neq 0$, симетрійної відміни між КУ_z та ΦM_z фазами немає.

б) Розв'язки з одним рухомим кутом. Є тільки один розв'язок: $\text{К}_<\Phi\text{M}_z$

$$\cos\phi=\cos 2\psi=0, \qquad (16)$$

$$\sin 2\chi=\frac{h_z}{(K_0\zeta-J_0)(\lambda+\sigma)},$$

$$<S^z>=\sin 2\chi\frac{\lambda+\sigma}{2},$$

$$<Q^0>=\frac{3\sigma-\lambda}{2},$$

$$<Q^2>=\cos 2\chi\frac{\lambda+\sigma}{2}<S^x>=<Q^1>=0.$$

Розв'язок (16) — це змішаний квадрупольно–феромагнетний розв'язок з нерухомою віссю феромагнетного впорядкування та площиною квадрупольного впорядкування, орієнтація якої змінюється зі зміною поля h_z.

в) розв'язок з двома рухомими кутами ($\text{К}_<\Phi\text{M}_<$).

Це неколінеарний квадрупольно–феромагнетний розв'язок, у якому всі п'ять початкових середніх відмінні від нуля. Зі зміною поля h_z відбувається переорієнтація оси феромагнетного впорядкування та площини квадрупольного впорядкування. Явний вигляд виразів для кутів унітарних перетворень, зважаючи на його громіздкість, не наводимо.

Відзначимо, що, окрім однорідновпорядкованих фаз, які визначаються системою (5)–(7), при достатньо високих температурах існує невпорядкована парамагнетна фаза (ПМ).

IV. ФАЗОВІ ДІЯГРАМИ

Щоб побудувати фазову діяграму на площині, деякі параметри треба зафіксувати. Ми припустили

$$\xi = \mu = 1. \tag{17}$$

Умова (17), з одного боку, дещо спрощує обчислення, а з іншого — не вносить додаткової симетрії.

Для побудови фазових діяграм будемо використовувати наступне. Кожна фазова межа між більш симетричною та менш симетричною фазами може бути визначена з умови зникнення менш симетричного розв'язку, тобто умови межі, де він переходить у більш симетричний розв'язок. Ця умова задає лінію ФП другого роду. Там, де одночасово існують два симетричних розв'язки, межа визначається з умови мінімуму вільної енергії та є лінією ФП першого роду.

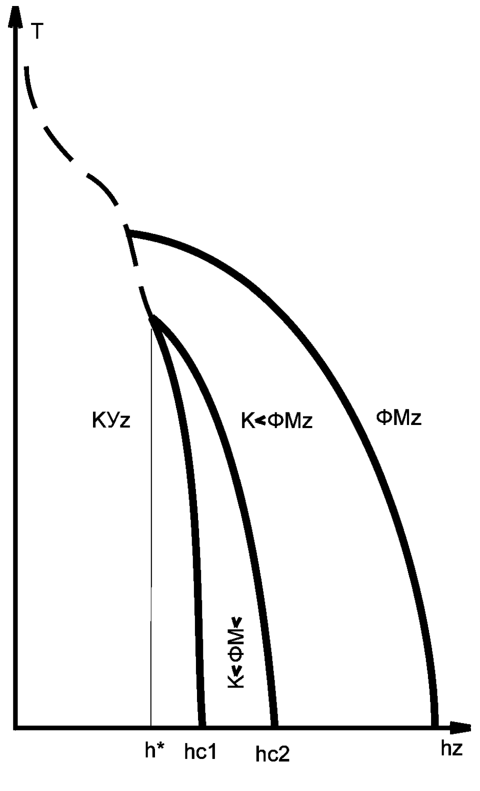

Рис. 1. На фазовій діяграмі реалізується випадок: $D < h_{c1}$.

Розглянемо фазові межі $К_<ФМ_z$ фази, яка описується кутами (16). Розв'язок (16) збігається з розв'язком (14) для $ФМ_z$ фази, коли

$$\frac{h_z}{(K_0\zeta - J_0)(\sigma+\lambda)} = -1. \tag{18}$$

Тому рівняння фазової межі

$$h_z = (J_0 - K_0\zeta)(\sigma+\lambda). \tag{19}$$

При цьому σ і λ визначаються розв'язками рівнянь (13) при значеннях кутів (14).

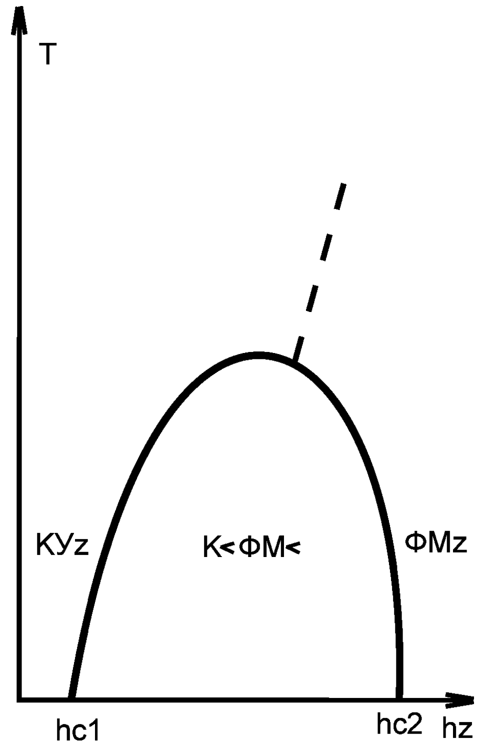

Рис. 2. На фазовій діяграмі реалізується випадок: $h_{c1} < D < h_{c2}$.

Фазову межу $К_<ФМ_z$ фази із менш симетричною $К_<ФМ_<$ фазою визначимо таким чином. Систему рівнянь (5)–(7) для кутів унітарних перетворень зведемо до вигляду, що описує тільки нетривіяльний розв'язок, тобто розв'язок зі всіма рухомими кутами, який відповідає $К_<ФМ_<$ фазі. А саме, скоротимо її на тривіяльний (щодо кутів ϕ, ψ) розв'язок, який відповідає $К_<ФМ_z$ фазі. Для цього з рівняння (6) виразимо $\sin\chi$ через $\cos 2\psi$, підставимо в рівняння (7) та скоротимо на $\cos 2\psi$. Далі, щоб визначити межу, де нетривіяльний розв'язок переходить у $К_<ФМ_z$ розв'язок, підставимо в одержане рівняння значення кутів (16). Одержимо фазову межу $К_<ФМ_< \Longrightarrow К_<ФМ_z$,. Вона описується рівнянням

$$\cos\chi[D + K_0(\zeta-1)(\sigma+\lambda)\cos 2\chi] + h_z \sin\chi = 0 \tag{20}$$

або рівнянням

$$\sin\chi[D + K_0(\zeta-1)(\sigma+\lambda)\cos 2\chi] + h_z \cos\chi = 0 \tag{21}$$

Перше реалізується за умови $J_0 > K_0$, друге — за умови $J_0 < K_0$. Одночасно σ та λ визначаються трансцендентними рівняннями (13) при значеннях кутів (16).

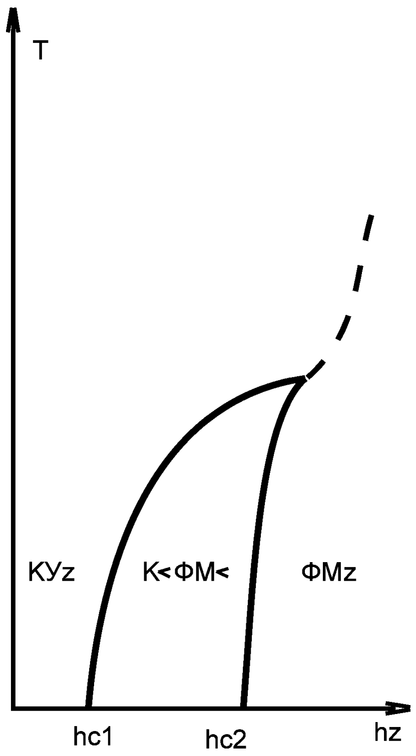

Рис. 3. На фазовій діяграмі реалізується випадок: $D > h_{c2}$.

Обговоримо особливості наведених на рис. 1–3 фазових діяграм. По–перше, відзначимо, що на кожній фазовій діяграмі існує інтервал значень напруженості магнетного поля $h_{c1} < h_z < h_{c2}$, у якому при $T = 0$ реалізується К$_<$ФМ$_<$ фаза. Далі, треба виділити два типи діяграм. Перший, коли реалізується двоетапне зниження симетрії при зменшенні температури, та другий — коли зниження симетрії відбувається в один етап. У першому випадку реалізуються симетричні ФМ$_z$ та КУ$_z$ фази, фаза з частково порушеною симетрією — К$_<$ФМ$_z$ та фаза з повністю порушеною симетрією — К$_<$ФМ$_<$. У другому — реалізуються лише симетричні фази та фаза з повністю порушеною симетрією.

Відповідна першому типові фазова $h - T$ діяграма наведена на рис.1. Вона характеризується тим, що при значеннях h із інтервалу $h_{c1} < h < h_{c2}$ можливий ланцюжок ФП другого роду ФМ$_z$ $\Longrightarrow$ К$_<$ФМ$_z$ $\Longrightarrow$ К$_<$ФМ<, а при $h^* < h < h_{c1}$ — ланцюжок ФМ$_z$ $\Longrightarrow$ К$_<$ФМ$_z$ $\Longrightarrow$ К$_<$ФМ$_<$ $\Longrightarrow$ КУ$_z$. Цей ланцюжок цікавий тим, що на останньому етапі (перехід К$_<$ФМ$_<$ $\Longrightarrow$ КУ$_z$) відбувається спонтанне підвищення симетрії при зменшенні температури. Тобто відбувається аномальне проходження фаз.

На діяграмах другого типу єдино можливою несиметричною фазою є К$_<$ФМ$_<$ фаза. Тут двоетапне зниження симетрії не реалізується. Відповідні фазові діяграми наведені на рис. 2–3. У випадку, зображеному на рис. 3, відбувається аномальне слідування фаз.

V. ВИСНОВКИ

Таким чином, у магнетодіелектриках із тензорними взаємодіями наявність двох типів фаз із порушеною симетрією приводить до того, що при зниженні температури в системі можливе поетапне порушення симетрії.

У випадках $D < h_{c1}$ або $D > h_{c2}$ ймовірне аномальне проходження фаз, коли фазі з нижчою температурою відповідає вища симетрія. У випадку $h_{c1} < D < h_{c2}$ аномальне проходження фаз неможливе.

Як випливає з експериментів Дьяконова [6], при наявності лише локальних тензорних взаємодій завжди виконується умова $h_{c1} < D < h_{c2}$, тому аномальний рух фаз неможливий.

[1] В. М. Локтев, В. С. Островский, Укр. физ. журн. **23**, 1707 (1978).

[2] В. М. Локтев, В. С. Островский, Физ. тверд. тела **20**, 3086 (1978).

[3] Ф. П. Онуфриева, Журн. эксп. теор. физ. **80**, 2372 (1981).

[4] Ф. П. Онуфриева, Журн. эксп. теор. физ. **86**, 2270 (1985).

[5] В. В. Вальков, Т. А. Валькова, С. Г. Овчинников, Журн. эксп. теор. физ. **88**, 550 (1985).

[6] В. П. Дьяконов, Э. Е. Зубов, Ф. П. Онуфриева и др., Журн. эксп. теор. физ. **93**, 1775 (1987).

[7] В. М. Локтев, В. С. Островский, Физ. низк. темп. **20**, 983 (1994).

[8] P. M. Levy, P. Morin, D. Schmitt, Phys. Rev. Lett. **42**, 1417 (1979).

[9] R. Aleonard, P. Morin, Phys. Rev. B **19**, 3868 (1979).

[10] P. Morin, D. Schmitt, Phys. Rev. B **21**, 1742 (1980).

[11] Э. Л. Нагаев, Усп. физ. наук **136**, 61 (1982).

[12] T. Iwashita, N. Uryu, Phys. Status Solidi B **137**, 65 (1986).

[13] Э. Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями* (Наука, Москва, 1988).

[14] В. В. Вальков, Г. Н. Мацулева, С. Г. Овчинников, Физ. тверд. тела **31**, 60 (1989).

[15] В. В. Вальков, Б. Ф. Федосеев, Физ. тверд. тела **32**,

3522 (1990)
[16] F. P. Onufrieva, I. P. Shapovalov, J. Moscow Phys. Soc. **1**, 63 (1991).
[17] Yu. K. Rudavsky, O. Z. Vatamaniuk, preprint ICMP–93–10E, Lviv (1993).
[18] М. А. Иванов, В. Я. Митрофанов, Л. Я. Фишман, Журн. эксп. теор. физ. **111**, 964 (1997).

PHASE TRANSITIONS IN MAGNETODIELECTRICS WITH TENSOR INTERACTIONS

I. Shapovalov
I. I. Mechnikov Odesa State University,
2 Dvorians'ka Str., Odesa, UA–270100, Ukraine

This paper considers magnetodielectrics with tensor interactions at finite temperatures. All possible types of uniformly ordered phases are determined. $h - T$ phase diagrams are constructed.