



ІНСТИТУТ
ФІЗИКИ
КОНДЕНСОВАНИХ
СИСТЕМ

ICMP-00-04U

І.В. Стасюк, Ю.І.Дубленич

ФАЗОВІ ПЕРЕХОДИ ТА РОЗДІЛЕННЯ ФАЗ У
ПСЕВДОСПІН-ЕЛЕКТРОННІЙ МОДЕЛІ З ПРЯМОЮ
ВЗАЄМОДІЄЮ ПСЕВДОСПІНІВ ТА ПОПЕРЕЧНИМ ПОЛЕМ

ЛЬВІВ

УДК: 544.015.4

PACS: 74.65+n,71.45.Gm

Фазові переходи та розділення фаз у псевдоспін-електронній моделі з прямою взаємодією псевдоспінів та поперечним полем

І.В. Стасюк, Ю.І.Дубленич

Анотація. В наближенні середнього поля досліджено рівноважні стани псевдоспін-електронної моделі з прямою взаємодією псевдоспінів та з поперечним полем за відсутності перенесення електронів. В режимі $\mu = \text{const}$ виявлено фазові переходи першого роду (зі стрибкоподібною зміною середнього значення псевдоспіна та середньої електронної концентрації) двох типів: перші у випадку $T \rightarrow 0$ зникають зі збільшенням поперечного поля, інші залишаються, яким би великим не було це поле. Фазові переходи другого типу зумовлені одночасним впливом псевдоспін-електронної взаємодії та поперечного поля. Показано також, що в режимі $n = \text{const}$ за нульової температури відбувається розшарування фаз в усій області значень позовжнього поля h .

Phase transitions and phase separation in a pseudospin-electron model with direct interaction between pseudospins and with transverse field

I.V. Stasyuk, Yu.I. Dublanych

Abstract. The pseudospin-electron model with a direct interaction between pseudospins and with transverse field is considered. In absence of electron transfer, the equilibrium states of the model are studied in the mean field approximation. In the $\mu = \text{const}$ regime, two types of the first order phase transitions (with jumps of the mean values of pseudospins and average electron concentration) are revealed. At $T \rightarrow 0$, phase transitions of the first type disappear, on increasing the transverse field, while those of the second type persist at any large value of the field. The phase transitions of the second type are caused by simultaneous influence of pseudospin-electron interaction and transverse field. It is also shown that in the $n = \text{const}$ regime at zero temperature, the phase separation occurs at all values of a longitudinal field h .

© Інститут фізики конденсованих систем 2000
Institute for Condensed Matter Physics 2000

1. Вступ

У високотемпературних надпровідниках спостерігають одночасно низку фізичних явищ, які в інших кристалах зустрічаються поодиночі. Однією з причин цього можна вважати сильну електронну кореляцію Хаббардового типу в зонах провідності, основний внесок в які дають надпровідні площини $\text{Cu}_2\text{-O}_2$. Інша характерна риса високотемпературних надпровідників – наявність в їх структурі сильно ангармонічних елементів, що, як відомо, може приводити до різного типу нестійкостей. Підсилення ефективного притягання між електронами внаслідок їх взаємодії з ангармонічними фононами розглядали як один з можливих механізмів високотемпературної надпровідності вже в перших публікаціях на цю тему [1–3].

У випадку найбільш дослідженого високотемпературного надпровідника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ сильні локально ангармонічні елементи в структурі – це так звані алексні йони кисню O_4 (див., напр., [4]). Для опису їх коливань було запропоновано псевдоспін-електронну модель, або модель Мюллера [5]. Псевдоспінова змінна $S_i^z = \pm 1/2$ описує два можливі положення йона O_4 в подвійній потенціальної ямі. В моделі враховано електрон-електронну та псевдоспін-електронну взаємодії, розглянуто можливість електронного перенесення, а також перескоків частинок в подвійній потенціальної ямі. Асиметрію локального ангармонічного потенціалу розглядають як поздовжнє поле, що діє на псевдоспіни.

В роботі [6] показано, що електронне перенесення приводить до ефективної взаємодії між псевдоспінами. Тому запропоновано простішу модель без електронного перенесення, зате з прямою взаємодією псевдоспінів. В роботі [7] в наближенні середнього поля досліджено фазові переходи в такій моделі за відсутності перескоків. Автори показали, що в режимі $\mu = \text{const}$ при змінюванні температури можливий фазовий перехід першого роду зі стрибкоподібною зміною $\langle S^z \rangle$, а в режимі $n = \text{const}$ існує нестабільність щодо розділення фаз у широкому інтервалі значень параметра асиметрії h . Подібне дослідження було проведено і для двопідґраткової моделі з прямими взаємодіями антисегнетоелектричного типу [8]. Однак, в згаданих роботах не враховували перескоки йонів O_4 в подвійній потенціальної ямі. Мета даної роботи – дослідити вплив поперечного поля (що описує згадані перескоки) на фазові переходи та розшарування фаз.

2. Умови термодинамічної рівноваги та термодинамічні функції в наближенні середнього поля

Розгляньмо псевдоспін-електронну систему, яку описує гамільтоніян

$$H = \sum_i H_i - \frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} S_i^z S_j^z, \quad (1)$$

де

$$H_i = U n_{i\downarrow} n_{i\uparrow} - \mu(n_{i\downarrow} + n_{i\uparrow}) + g(n_{i\downarrow} + n_{i\uparrow}) S_i^z - h S_i^z - \Omega S_i^x \quad (2)$$

однокомірковий гамільтоніян.

Тут J_{ij} описує пряму взаємодію між псевдоспінами S_i^z та S_j^z ,

U – Хаббардова кореляція,

μ – хемічний потенціал,

g – константа псевдоспін-електронної взаємодії,

h – поздовжнє зовнішнє поле, або асиметрія локального ангармонічного потенціалу,

Ω – поперечне поле.

Розгляньмо наближення середнього поля:

$$S_i^z S_j^z \approx -\eta^2 + \eta(S_i^z + S_j^z), \quad (3)$$

де $\eta = \langle S_i^z \rangle$.

У цьому наближенні гамільтоніян має вигляд:

$$H = \sum_i \tilde{H}_i + \frac{N}{2} J \eta^2, \quad (4)$$

де

$$\tilde{H}_i = U n_{i\downarrow} n_{i\uparrow} - \mu(n_{i\downarrow} + n_{i\uparrow}) + g(n_{i\downarrow} + n_{i\uparrow}) - (h + J\eta) S_i^z - \Omega S_i^x, \quad (5)$$

тут $J = \sum_i J_{ij} = \sum_j J_{ij}$.

Вектори $|n_{i\uparrow}, n_{i\downarrow}, S_i^z\rangle$ утворюють повний базис для гамільтоніяна \tilde{H}_i :

$$\begin{aligned} |1\rangle &= |0, 0, 1/2\rangle, & |\tilde{1}\rangle &= |0, 0, -1/2\rangle, \\ |2\rangle &= |1, 1, 1/2\rangle, & |\tilde{2}\rangle &= |1, 1, -1/2\rangle, \\ |3\rangle &= |0, 1, 1/2\rangle, & |\tilde{3}\rangle &= |0, 1, -1/2\rangle, \\ |4\rangle &= |1, 0, 1/2\rangle, & |\tilde{4}\rangle &= |1, 0, -1/2\rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

В даному базисі гамільтоніян \tilde{H}_i недіагональний, але легко перейти до базису, в якому він буде діагональним [6]. В результаті

одержимо такий набір власних значень:

$$\begin{aligned}\lambda_{1,\bar{1}} &= \mp \frac{1}{2} \sqrt{\tilde{h}^2 + \Omega^2}, \\ \lambda_{2,\bar{2}} &= -2\mu + U \mp \frac{1}{2} \sqrt{(\tilde{h} - 2g)^2 + \Omega^2}, \\ \lambda_{3,\bar{3}} &= -\mu \mp \frac{1}{2} \sqrt{(\tilde{h} - g)^2 + \Omega^2} = \lambda_{4,\bar{4}},\end{aligned}\quad (7)$$

де $\tilde{h} = h + J\eta$.

Статистична сума для однієї комірки

$$Z_i = \sum_r (e^{-\beta\lambda_r} + e^{-\beta\lambda_{\bar{r}}}) e^{-\beta \frac{J\eta^2}{2}}. \quad (8)$$

Загальна статистична сума

$$Z = Z_i^N. \quad (9)$$

Термодинамічний потенціал на одну комірку

$$\omega = -\Theta \ln \sum_r (e^{-\beta\lambda_r} + e^{-\beta\lambda_{\bar{r}}}) + \frac{1}{2} J\eta^2. \quad (10)$$

З умови рівноваги в режимі $\mu = \text{const}$

$$\left(\frac{\partial \omega}{\partial \eta} \right)_{T, \mu, h} = 0 \quad (11)$$

одержуємо:

$$\eta = \frac{1}{\sum_r (e^{-\beta\lambda_r} + e^{-\beta\lambda_{\bar{r}}})} \left\{ \frac{\tilde{h}}{2\sqrt{\tilde{h}^2 + \Omega^2}} (e^{-\beta\lambda_1} - e^{-\beta\lambda_{\bar{1}}}) + \frac{\tilde{h} - 2g}{2\sqrt{(\tilde{h} - 2g)^2 + \Omega^2}} (e^{-\beta\lambda_2} - e^{-\beta\lambda_{\bar{2}}}) + \frac{\tilde{h} - g}{\sqrt{(\tilde{h} - g)^2 + \Omega^2}} (e^{-\beta\lambda_3} - e^{-\beta\lambda_{\bar{3}}}) \right\}. \quad (12)$$

Середнє число електронів на комірку знайдемо, продиференціювавши по μ вираз (10):

$$n = 2 - 2 \cdot \frac{e^{-\beta\lambda_1} + e^{-\beta\lambda_{\bar{1}}} + e^{-\beta\lambda_3} + e^{-\beta\lambda_{\bar{3}}}}{\sum_r (e^{-\beta\lambda_r} + e^{-\beta\lambda_{\bar{r}}})}. \quad (13)$$

Зауважимо, що у випадку $U = 2\mu$ крива $\eta(h)$ симетрична відносно точки $(g, 0)$.

3. Фазові діаграми та розшарування фаз за нульової температури

Розгляньмо спочатку випадок $T \rightarrow 0$ і $\mu = \text{const}$. Знайшовши частково границю, одержимо рівняння

$$\eta = \frac{1}{e^{-\beta\lambda_1} + e^{-\beta\lambda_2} + 2e^{-\beta\lambda_3}} \left\{ \frac{\tilde{h}}{2\sqrt{\tilde{h}^2 + \Omega^2}} e^{-\beta\lambda_1} + \frac{\tilde{h} - 2g}{2\sqrt{(\tilde{h} - 2g)^2 + \Omega^2}} e^{-\beta\lambda_2} + \frac{\tilde{h} - g}{\sqrt{(\tilde{h} - g)^2 + \Omega^2}} e^{-\beta\lambda_3} \right\}. \quad (14)$$

Вигляд даного рівняння в границі $T \rightarrow 0$ залежить від того, яка з величин $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ мінімальна.

$$1) \lambda_1 = \min, \eta = \eta_1(h) = \frac{\tilde{h}}{2\sqrt{\tilde{h}^2 + \Omega^2}}, \text{ або } \tilde{h} = \frac{2\Omega\eta}{\sqrt{1-4\eta^2}},$$

$$\omega = \omega_1(h) = -\frac{\Omega}{2\sqrt{1-4\eta^2}} + \frac{J}{2}\eta^2, n = 0;$$

$$2) \lambda_2 = \min, \eta = \eta_2(h) = \frac{\tilde{h} - 2g}{2\sqrt{(\tilde{h} - 2g)^2 + \Omega^2}}, \text{ або } \tilde{h} = \frac{2\Omega\eta}{\sqrt{1-4\eta^2}} + 2g,$$

$$\omega = \omega_2(h) = -2\mu + U - \frac{\Omega}{2\sqrt{1-4\eta^2}} + \frac{J}{2}\eta^2, n = 2;$$

$$3) \lambda_3 = \min, \eta = \eta_3(h) = \frac{\tilde{h} - g}{2\sqrt{(\tilde{h} - g)^2 + \Omega^2}}, \text{ або } \tilde{h} = \frac{2\Omega\eta}{\sqrt{1-4\eta^2}} + g$$

$$\omega = \omega_3(h) = -\mu - \frac{\Omega}{2\sqrt{1-4\eta^2}} + \frac{J}{2}\eta^2, n = 1.$$

Криві $\eta_i(h)$ для випадків 1), 2) і 3) паралельні, а їх центри симетрії розташовані в точках $(0, 0)$, $(2g, 0)$, $(g, 0)$ відповідно. Якщо $\Omega < \frac{J}{2}$, вони мають "зворотний хід". Так називатимемо ту ділянку кривої, де похідна $\eta'(h) < 0$. Для тих значень h , що відповідають зворотному ходу, залежність $\eta_i(h)$ багатозначна.

Крива $\eta_i(h)$ як розв'язок рівняння (14), коли $T \rightarrow 0$, складається з частин кривих $\eta_i(h)$ (рис. 1). Перехід з кривої 2 на криву 3 відбувається по прямій

$$h = (\mu - U) \sqrt{\frac{4\Omega^2}{g^2 - 4(\mu - U)^2} + 1} + \frac{3g}{2} - J\eta, \quad (15)$$

а з кривої 3 на криву 1 – по прямій

$$h = \mu \sqrt{\frac{4\Omega^2}{g^2 - 4\mu^2} + 1} + \frac{g}{2} - J\eta. \quad (16)$$

Якщо $U > g$, то необхідними і достатніми умовами існування цих переходів є нерівності $-\frac{g}{2} + U < \mu < \frac{g}{2} + U$ та $-\frac{g}{2} < \mu < \frac{g}{2}$ відповідно.

У випадку $U < g$ ці нерівності є необхідними, але не достатніми умовами існування переходів $2 \rightarrow 3$ та $3 \rightarrow 1$, бо якщо величина $\tilde{h} = h + J\eta$ для переходу $3 \rightarrow 1$ менша, ніж для переходу $2 \rightarrow 3$, то замість них існує лише один перехід з кривої 2 на криву 1, що відбувається по прямій

$$h = (2\mu - U)\sqrt{\frac{\Omega^2}{g^2 - (2\mu - U)^2} + 1} + g - J\eta. \quad (17)$$

Крім зворотних ходів, по яких відбувається перехід з однієї кривої $\eta_i(h)$ на іншу, за умови $\Omega < J/2$ до остаточної кривої $\eta(h)$ може увійти власний зворотний хід якоїсь із кривих $\eta_i(h)$ (рис. 2).

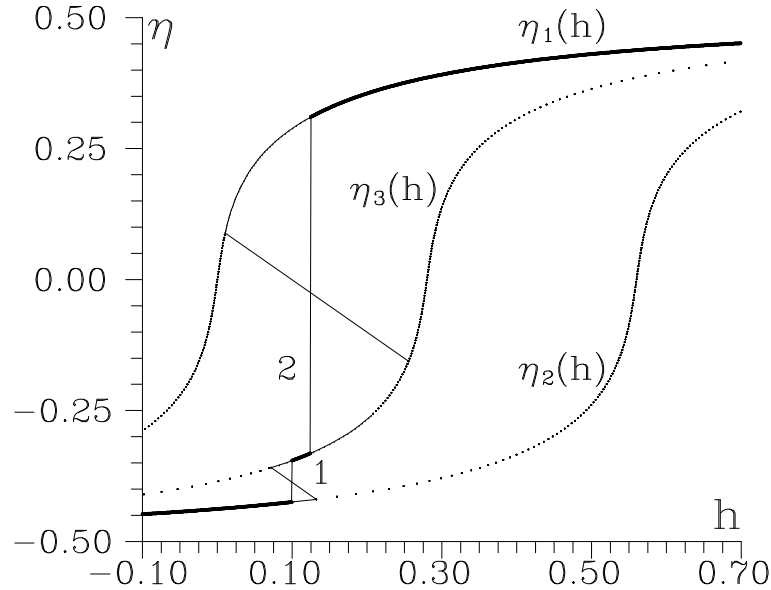


Рис. 1. Параметер порядку η як функція поля h (суцільна лінія) та криві $\eta_i(h)$ (пунктирні лінії). $T = 0$, $J = 1$, $\mu = -0.01$, $U = 0.1$, $g = 0.28$, $\Omega = 0.55$. Потовщені лінії відповідають термодинамічно стійким станам.

Графік термодинамічного потенціалу $\omega(h)$ утворюють ділянки паралельних кривих $\omega_i(h)$, які сполучені відрізками дотичних до цих кривих парабол (що отримуються інтегруванням співвідношень (15-17)). Областям, де залежність $\eta(h)$ багатозначна, відповідає самоперетин кривої $\omega(h)$. Нехай (h_0, ω_0) – координати точки самопере-

тину. Якщо ω_0 – мінімальне з усіх $\omega(h_0)$, то в точці h_0 існує фазовий перехід першого роду. Величина $\eta(h)$ в цій точці змінюється стрибком. Максимальна можлива кількість зворотних ходів кривої $\eta(h)$, а також фазових переходів – три. Важливо відзначити, що ті фазові переходи, які пов'язані з перескоками з однієї кривої $\eta_i(h)$ на іншу, не зникають зі зростанням Ω , а тільки переміщуються вздовж осі h . За цих переходів стрибком змінюється як η так і n . Якщо фазовий перехід відбувається на одній і тій же кривій $\eta_i(h)$, то η змінюється з $-\sqrt{\frac{1}{4} - \frac{\Omega^2}{J^2}}$ до $+\sqrt{\frac{1}{4} - \frac{\Omega^2}{J^2}}$, а n залишається сталим.

Щоб побудувати фазові діаграми в площині (μ, h) за нульової температури, розгляньмо криві $\omega_i(h)$, відкинувши, якщо $\Omega < J/2$, їх власні "риб'ячі хвости", тобто ті частини, що знаходяться вище точок самоперетину (якщо $\Omega \geq J/2$, криві $\omega_i(h)$ не мають точок самоперетину). Знайдімо, розв'язавши відповідні системи рівнянь (в загальному випадку це можна зробити тільки чисельно), точки парного перетину цих кривих. Змінюючи μ , одержимо таким чином криві $h_{12}(\mu)$, $h_{13}(\mu)$, $h_{23}(\mu)$ ($h_{ij}(\mu)$ – це абсциса точки перетину кривих $\omega_i(h)$ та $\omega_j(h)$ за фіксованого μ).

Крива $h_{13}(\mu)$ має центр симетрії в точці $(0, g/2)$ та дві асимптоти $\mu = \pm g/2$. Криву $h_{23}(\mu)$ можна одержати паралельним перенесенням кривої $h_{13}(\mu)$ на вектор (U, g) . Крива $h_{12}(\mu)$ також має центр симетрії – точку $(U/2, g)$, що є водночас центром симетрії всієї фазової діаграми.

Якщо криві $h_{13}(\mu)$ та $h_{23}(\mu)$ не перетинаються, то вони є лініями співіснування фаз, а крива $h_{12}(\mu)$ випадає (рис. 3 а), d)). Якщо ж ці криві перетинаються, то у двох точках, і лінію співіснування фаз між цими точками утворює відрізок кривої $h_{12}(\mu)$ (рис. 3 б), с)).

Необхідною (але не достатньою) умовою перетину кривих $h_{13}(\mu)$ та $h_{23}(\mu)$ є нерівність $U < g$. Чим більше Ω , тим крутішими стають ці криві і за достатньо великого Ω вже не перетинаються, хоча необхідна умова й виконується.

У випадку $\Omega < J/2$ лініями співіснування фаз є також промінь $h = 0$ від $\mu = -\infty$ до точки перетину з кривою $h_{13}(\mu)$ та промінь $h = 2g$ від точки перетину з кривою $h_{23}(\mu)$ до $\mu = +\infty$ (рис. 3 а), б)). Якщо, крім цього, криві $h_{13}(\mu)$ та $h_{23}(\mu)$ не перетинаються, то лінією співіснування фаз є ще й відрізок прямої $h = g$ між точками її перетину з цими кривими (рис. 3 а)). Таким чином, маємо чотири топологічно різних типи фазових діаграм в площині (μ, h) за нульової температури (рис. 3).

Якщо $T \rightarrow 0$, середнє число n електронів на вузол може бути 0, 1 або 2. Тому в режимі фіксованого n , відмінного від цих зна-

чень, відбувається розшарування фаз. На рис. 4 зображено графік розшарування фаз, який відповідає фазовій діаграмі рис. 3 б). Як бачимо, за нульової температури область розшарування охоплює всі значення h та n . Якщо $h < h_1$ або $h > h_2$, то у випадку $0 < n < 1$ співіснують фази з $n = 0$ і $n = 1$, а у випадку $1 < n < 2$ – фази з $n = 1$ і $n = 2$. Якщо ж $h_1 < h < h_2$, то відбувається розшарування на фази з $n = 0$ і $n = 2$. За відмінної від нуля температури область розшарування фаз обмежена.

4. Фазові діаграми в координатах температура-поле

Якщо температура стає відмінна від нуля, крива $\eta(h)$ (див. рис. 1) згладжується. Зі збільшенням температури фазові переходи зникають, спочатку перехід 1, потім перехід 2 (рис. 5).

Сукупність кривих співіснування фаз для фазової діаграми температура-поле симетрична відносно прямої $h = g$, якщо $\mu = U/2$. Криві фазових діаграм для $\mu_1 = U/2 - \Delta\mu$ та $\mu_2 = U/2 + \Delta\mu$ взаємно симетричні відносно тієї ж прямої $h = g$, тому достатньо розглянути μ з проміжка $]-\infty, U/2]$.

У випадку $\Omega \geq J/2$ фазові переходи існують лише за умови $-g/2 < \mu < g/2$ або $-g/2 + U < \mu < g/2 + U$.

Якщо $\mu \rightarrow -\infty$ (або $g = 0$), то лінія співіснування фаз - вертикальний відрізок довжиною $1/\beta$, де $\beta = \frac{1}{\Omega} \ln \frac{J+2\Omega}{J-2\Omega}$. Зі зростанням μ від $-\infty$ до $-g/2$ ця лінія все більше нахилється вправо. Як тільки μ стає більшим від $-g/2$, з'являється ще одна лінія в фазовій діаграмі. Зі збільшенням μ вона деформується, стає довшою, переміщується вправо по осі h і вливається в першу криву (рис. 6).

Можна помітити, що ті фазові переходи, які, коли $T \rightarrow 0$, відповідають перескокам з кривої 2 на криву 3 або з кривої 3 на криву 1, зникають значно швидше зі збільшенням температури, ніж ті, що, коли $T \rightarrow 0$, відповідають перескокам з кривої 2 на криву 1 або відбуваються на одній і тій же кривій.

Зі збільшенням Ω критична температура кожного переходу спадає. Як тільки Ω стає рівним $J/2$, переходи з кривої 2 на криву 1 або переходи в межах одної і тої ж кривої зникають, а переходи з кривої 2 на криву 3 або з кривої 3 на криву 1 залишаються, яким би великим не було Ω .

За фіксованого h температура фазового переходу зі збільшенням Ω (до того значення, поки $\Delta\eta$ не стане нульовим), може як зростати, так і спадати. Це залежить від значення μ .

5. Результати

Таким чином, поперечне поле Ω не просто зменшує критичну температуру для фазового переходу першого роду, а за певних μ і за достатньо низької температури приводить до появи одного або й двох додаткових фазових переходів, які, на відміну від випадку $g = 0$, не зникають, яким би великим не було Ω .

За нульової температури нестійкість щодо розшарування фаз існує не в обмеженій (як у випадку $\Omega = 0$), а в усій області значень параметра асиметрії h .

Література

1. Kurtz S.K., Hardy J.R., Flocken J.W. // *Ferroelectrics*, 1988, vol. 87, p. 29.
2. Plakida N.M. // *Physica Scripta*, 1989, vol. T29, p. 77.
3. Bussman-Holder A., Simon A., Butner H. // *Phys. Rev. B*, 1989, vol. 39, p. 207.
4. Müller V., Hucho C., Maurer D. // *Ferroelectrics*, 1992, vol. 130, p. 45-76.
5. Müller K.A. // *Z. Phys. B*, 1990, vol. 80, p. 193; *Phase Transitions*, 1998 (Special issue).
6. Stasyuk I.V., Shvaika A.M. // *Acta physica polonica A*, 1993, vol. 84, p. 293.
7. Stasyuk I.V., Havrylyuk Yu. // *Cond. Matt. Phys.*, 1999, vol. 2, p. 487.
8. Стасюк І.В., Дубленич Ю.І. Фазові переходи та розділення фаз у псевдоспін-електронній моделі з прямою взаємодією антисегнетоелектричного типу. // Препринт Інституту фізики конденсованих систем, Львів, 1999, ICMP-99-07-U, 26 с.

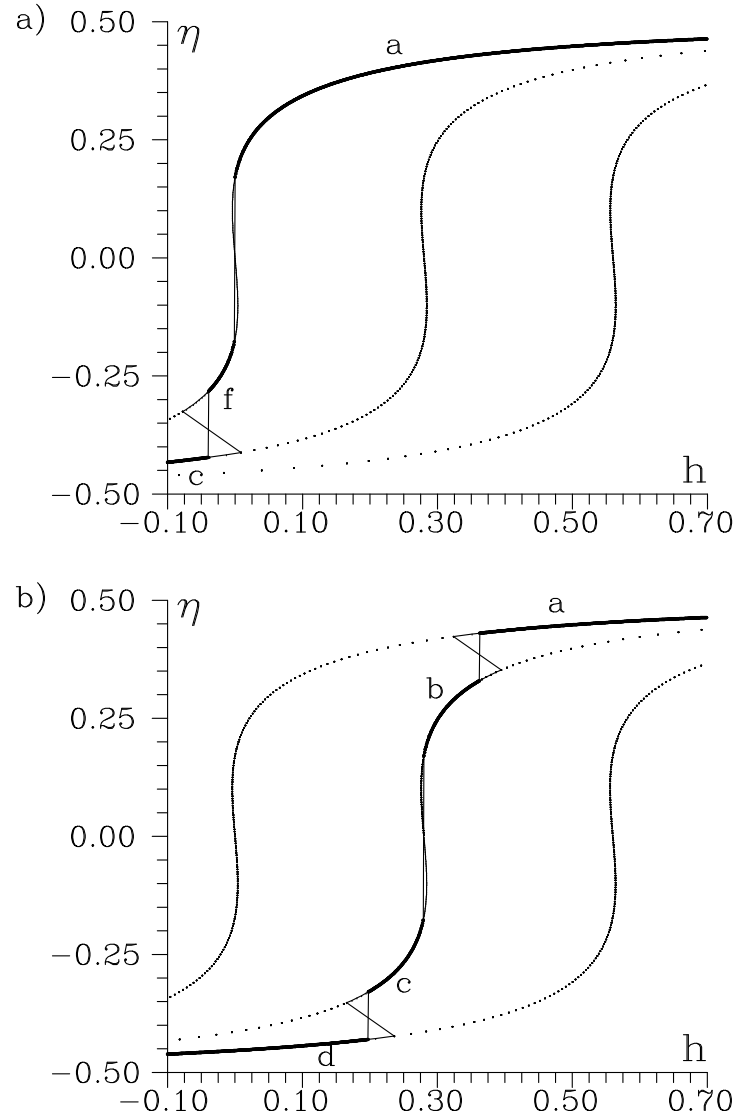


Рис. 2. Каскад фазових переходів. Потовщені лінії відповідають термодинамічно стійким станам, а пунктирними лініями зображено "незrealізовані" ділянки кривих $\eta_i(h)$. Буквами а, b, с, d, f позначено різні фази. а) $T = 0$, $J = 1$, $\mu = -0.106$, $U = 0.22$, $g = 0.28$, $\Omega = 0.47$; б) $T = 0$, $J = 1$, $\mu = 0.11$, $U = 0.22$, $g = 0.28$, $\Omega = 0.47$.

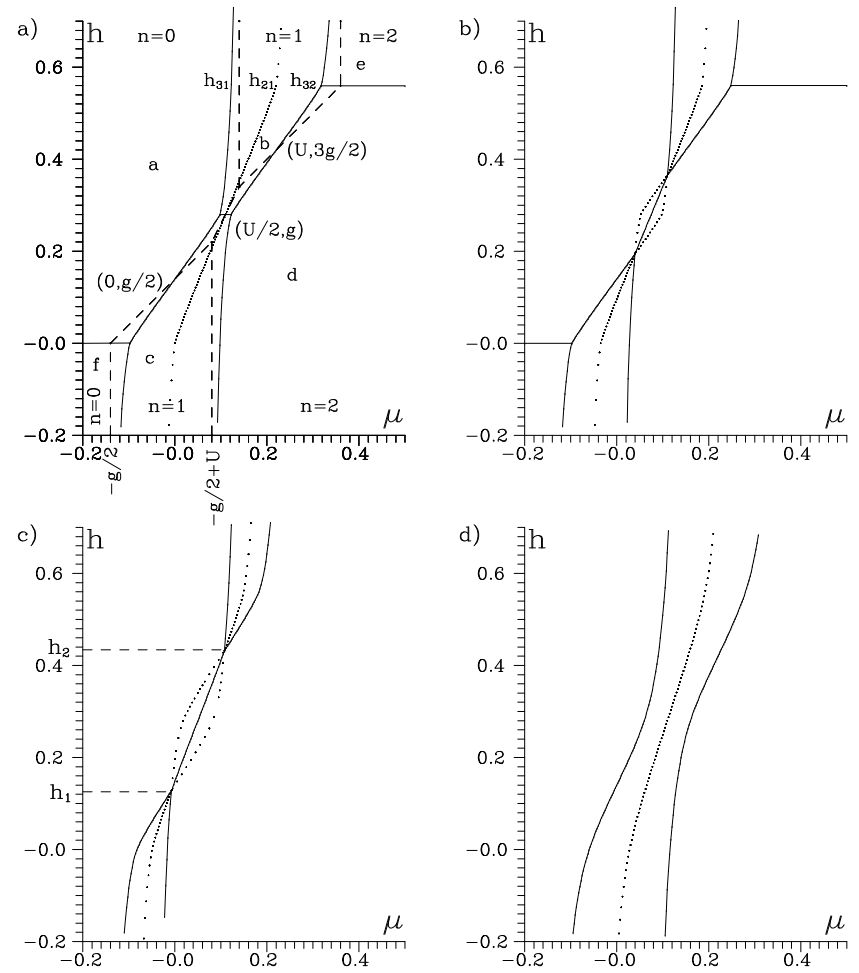


Рис. 3. Фазові діаграми в координатах (μ, h) за нульової температури. Пунктирними лініями зображено "незrealізовані" ділянки кривих $h_{ij}(\mu)$. Штрихова лінія зображає фазову діаграму, коли $\Omega \rightarrow 0$. Буквами а, b, с, d, f позначено різні фази (див. рис. 2). а) $J = 1$, $U = 0.22$, $g = 0.28$, $\Omega = 0.47$; б) $J = 1$, $U = 0.15$, $g = 0.28$, $\Omega = 0.47$; с) $J = 1$, $U = 0.10$, $g = 0.28$, $\Omega = 0.55$; д) $J = 1$, $U = 0.22$, $g = 0.28$, $\Omega = 0.7$.

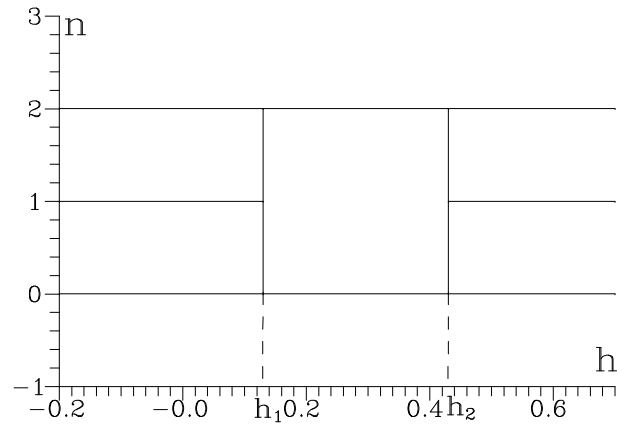


Рис. 4. Розширення фаз за нульової температури, що відповідає рис. 3 с).

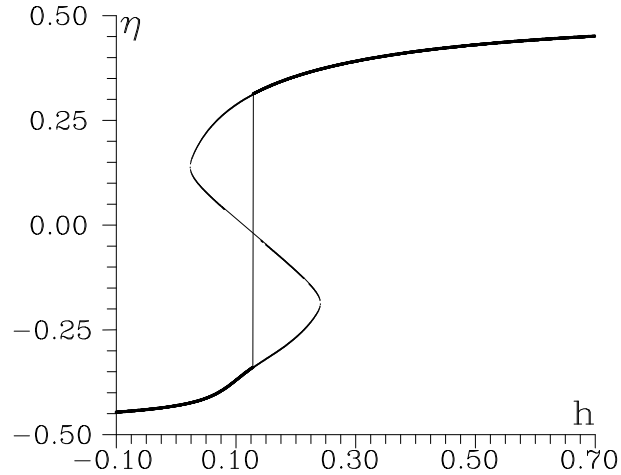


Рис. 5. Параметр порядку η як функція поля h за відмінної від нуля температури. $\Theta = 0.003$, $J = 1$, $\mu = -0.01$, $U = 0.1$, $g = 0.28$, $\Omega = 0.55$. Потовщеними лініями зображено термодинамічно стійкі стани.

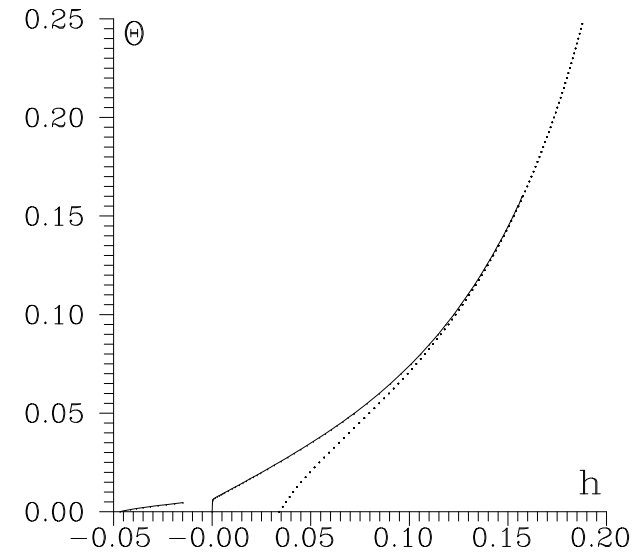


Рис. 6. Фазова діаграма в координатах (Θ, h) . $J = 1$, $\mu = -0.106$, $U = 0.22$, $g = 0.28$, $\Omega = 0.47$. Пунктирною лінією зображено лінію співіснування фаз для $\Omega = 0$.

Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

The preprints of the Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine are distributed to scientific and informational institutions. They also are available by computer network from Institute's WWW server (<http://www.icmp.lviv.ua/>)

Ігор Васильович Стасюк
Юрій Ігорович Дубленич

ФАЗОВІ ПЕРЕХОДИ ТА РОЗДІЛЕННЯ ФАЗ У
ПСЕВДОСПІН-ЕЛЕКТРОННІЙ МОДЕЛІ З ПРЯМОЮ ВЗАЄМОДІЄЮ
ПСЕВДОСПІНІВ ТА ПОПЕРЕЧНИМ ПОЛЕМ

Роботу отримано 30 червня 2000 р.

Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку семінаром відділу квантової статистики

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені