

Б.М. ЛІСНИЙ

Інститут фізики конденсованих систем НАН України
(Вул. Свенціцького, 1, Львів 79011; e-mail: lisnyj@ictp.lviv.ua)

УДК 538.953, 538.955

АСИМЕТРИЧНИЙ РОМБІЧНИЙ ЛАНЦЮЖОК ІЗІНГА–ГАББАРДА З ПРИТЯГАННЯМ

Розглянуто основний стан і термодинамічні властивості асиметричного ромбічного ланцюжка Ізінга–Габбарда з одноцентровим електрон-електронним притяганням, який є точно розв'язуваним за допомогою декоративно-ітераційного перетворення. У випадку антиферромагнітної взаємодії Ізінга вивчено вплив цього притягання на основний стан і температурну залежність намагніченості, магнітної сприйнятливості та теплоємності.

Ключові слова: ланцюжок Ізінга–Габбарда, притягання, основний стан, намагніченість, теплоємність

1. Вступ

Спінкові ланцюжки, які точно розв'язуються декоративно-ітераційним перетворенням [1–4], викликають зацікавлення тим, що дозволяють вивчати певні особливості у властивостях складних спінових систем і магнітних матеріалів [5–7]. Такими особливостями є проміжні плато у кривих намагнічування і додаткові максимуми у температурних кривих теплоємності. Також такі спінкові ланцюжки дають можливість вивчати взаємодію геометричної фрустрації і квантових флуктуацій [8–10]. Крім того, вони можуть бути моделями для кількісного опису магнітних властивостей матеріалів [7, 11]. Через це одновимірні моделі, які точно розв'язуються декоративно-ітераційним перетворенням, активно досліджуються [12–21].

Робота [16], в якій розглянуто властивості асиметричного ромбічного ланцюжка Ізінга–Габбарда (без одноцентрової електрон-електронної взаємодії), започаткувала дослідження точно розв'язуваних (декоративно-ітераційним перетворенням) систем Ізінга–Габбарда [22, 23]. У властивостях цього ланцюжка виявлено такі особливості: 0 і $1/3$ плато намагнічування [16], один [16] або два [24] дода-

ткових низькотемпературних піки теплоємності у нульовому полі, а також значний адіабатичний магнітокалоричний коефіцієнт [17]. Вплив одноцентрового кулонівського відштовхування електронів на властивості цього ланцюжка вивчено у роботі [24]. Зокрема, у ній показано, що в області суттєвого відштовхування теплоємність у нульовому полі має додатковий високотемпературний максимум.

Якщо ланцюжок електронів взаємодіє з локальними фонами, то у ньому може відбуватися ефективно одноцентрове електрон-електронне притягання [25–27]. По аналогії до такої ситуації, у даній роботі буде розглянуто властивості асиметричного ромбічного ланцюжка Ізінга–Габбарда [16], в якому діє одноцентрове електрон-електронне притягання. Зокрема, у випадку антиферромагнітної взаємодії Ізінга, коли в ланцюжку є геометрична фрустрація, буде досліджено вплив цього притягання на основний стан і термодинамічні властивості.

2. Модель і точний розв'язок

Розглянемо асиметричний ромбічний ланцюжок Ізінга–Габбарда [16, 24] з одноцентровим електрон-електронним притяганням (рис. 1), який знаходиться в магнітному полі. Примітивну комірку цього ланцюжка визначають вузли k і $k + 1$ (рис. 1),

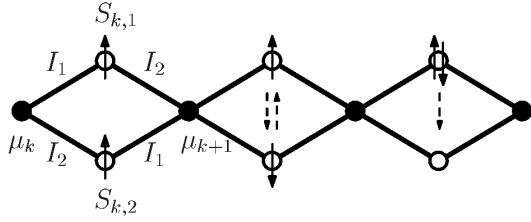


Рис. 1. Схематичне зображення фрагмента асиметричного ромбічного ланцюжка Ізінга-Габбарда. Заповнені (порожні) кружки позначають вузли (міжвузлові позиції). Для k -ї примітивної комірки вказано вузлові спіни (μ_k), z -компоненти сумарних спінів у міжвузлових позиціях ($S_{k,i}$) і параметри взаємодії Ізінга на зв'язках вздовж сторін ромба (I_i)

які займають так звані спіни Ізінга (μ_k), що зв'язуються з сусідніми спінами взаємодією Ізінга. На двох міжвузлових позиціях у примітивній комірці, $(k, 1)$ і $(k, 2)$, здійснюють квантові перескоки два електрони (рис. 1), між якими діє одноцентрове притягання.

Гамільтоніан ланцюжка \mathcal{H} записуємо у вигляді суми коміркових гамільтоніанів \mathcal{H}_k :

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \sum_{k=1}^N \mathcal{H}_k, \\ \mathcal{H}_k &= \sum_{\sigma \in \{\uparrow, \downarrow\}} t (c_{k,1;\sigma}^\dagger c_{k,2;\sigma} + c_{k,2;\sigma}^\dagger c_{k,1;\sigma}) - \\ &- \sum_{i=1}^2 U n_{k,i;\uparrow} n_{k,i;\downarrow} + \\ &+ \mu_k (I_1 S_{k,1} + I_2 S_{k,2}) + \mu_{k+1} (I_2 S_{k,1} + I_1 S_{k,2}) - \\ &- h_e (S_{k,1} + S_{k,2}) - \frac{1}{2} h_i (\mu_k + \mu_{k+1}), \end{aligned} \quad (1)$$

де N – число примітивних комірок у ланцюжку; $c_{k,i;\sigma}^\dagger$ і $c_{k,i;\sigma}$ – оператори народження і знищення електрона зі спіном $\sigma \in \{\uparrow, \downarrow\}$ на міжвузловій позиції (k, i) ; $n_{k,i;\sigma} = c_{k,i;\sigma}^\dagger c_{k,i;\sigma}$ – оператор числа електронів; μ_k – z -компонента спін-1/2 оператора; $S_{k,i} = (n_{k,i;\uparrow} - n_{k,i;\downarrow})/2$ – z -компонента оператора сумарного спіна електронів на міжвузловій позиції (k, i) ; t і U – це інтеграл переносу і одноцентрове електрон-електронне притягання ($U \geq 0$); I_1 і I_2 – параметри взаємодії Ізінга, яка діє на зв'язках вздовж сторін ромба і є однаковою лише для колінеарних зв'язків (рис. 1); h_e і h_i – магнітні поля, які діють на спіни електронів і спіни Ізінга.

Слід відзначити, що гамільтоніан (1) відповідає також простому ланцюжку Ізінга-Габбарда (вузли і міжвузлові позиції розташовані на одній лінії), в якому спін Ізінга (μ_k) взаємодіє з першими (I_1) і другими (I_2) сусідами.

Заміна в гамільтоніані (1) одноцентрового електрон-електронного притягання на відштовхування перегворює його в гамільтоніан ланцюжка з роботи [24], який точно розв'язано декоративно-ітераційним перетворенням. Тому точний розв'язок нашого ланцюжка отримуємо заміною в усіх результатах роботи [24] одноцентрового електрон-електронного відштовхування на притягання ($U \rightarrow -U$). Наведемо лише отриманий таким чином спектр гамільтоніана \mathcal{H}_k :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1(\mu_k, \mu_{k+1}) &= \frac{I_1 + I_2}{2} (\mu_k + \mu_{k+1}) - h_e - \\ &- \frac{h_i}{2} (\mu_k + \mu_{k+1}), \\ \mathcal{E}_2(\mu_k, \mu_{k+1}) &= -\frac{I_1 + I_2}{2} (\mu_k + \mu_{k+1}) + h_e - \\ &- \frac{h_i}{2} (\mu_k + \mu_{k+1}), \\ \mathcal{E}_3(\mu_k, \mu_{k+1}) &= \Lambda_1 |\mu_k - \mu_{k+1}| - \frac{h_i}{2} (\mu_k + \mu_{k+1}), \\ \mathcal{E}_4(\mu_k, \mu_{k+1}) &= \frac{1}{2} (\sqrt{U^2 + 16t^2} - U) |\mu_k + \mu_{k+1}| + \\ &+ \Lambda_2 |\mu_k - \mu_{k+1}| - \frac{h_i}{2} (\mu_k + \mu_{k+1}), \\ \mathcal{E}_5(\mu_k, \mu_{k+1}) &= -\frac{1}{2} (\sqrt{U^2 + 16t^2} + U) |\mu_k + \mu_{k+1}| + \\ &+ \Lambda_3 |\mu_k - \mu_{k+1}| - \frac{h_i}{2} (\mu_k + \mu_{k+1}), \\ \mathcal{E}_6(\mu_k, \mu_{k+1}) &= -U - \frac{h_i}{2} (\mu_k + \mu_{k+1}), \end{aligned} \quad (2)$$

де $\Lambda_3 < \Lambda_1 < \Lambda_2$ – власні значення матриці

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{I_1 - I_2}{2} & 0 \\ \frac{I_1 - I_2}{2} & 0 & 2t \\ 0 & 2t & -U \end{pmatrix}.$$

З цього спектра визначається основний стан і параметри декоративно-ітераційного перетворення [24].

3. Числові результати та їх обговорення

Розглянемо властивості нашого ланцюжка у випадку антиферромагнітної взаємодії Ізінга ($I_i > 0$), коли в ньому є геометрична фрустрація. Магнітні поля h_i і h_e покладемо однаковими: $h = h_i = h_e$. Без втрати загальності приймаємо $I_1 \geq I_2$ і вводимо параметр $\Delta I = I_1 - I_2$, аналогічно як у роботі [16]. Переходимо до безрозмірних параметрів:

$$\tilde{t} = \frac{t}{I_1}, \quad \tilde{U} = \frac{U}{I_1}, \quad \Delta \tilde{I} = \frac{\Delta I}{I_1}, \quad \tilde{h} = \frac{h}{I_1}.$$

Нагадаємо, що параметр $\Delta \tilde{I} \in [0, 1]$ характеризує ступінь асиметрії взаємодії Ізінга на сторонах ромба [24].

Спочатку розглянемо властивості основного стану системи. Він відповідає найменшій енергії у спектрі (2) для всіх можливих конфігурацій μ_k і μ_{k+1} . У залежності від параметрів \tilde{t} , \tilde{U} , $\Delta \tilde{I}$, \tilde{h} дана система може перебувати у чотирьох основних станах, аналогічно як при $\tilde{U} \leq 0$ [16, 24], а саме: насиченому парамагнітному стані (SPA), феримагнітному стані (FRI), ненасиченому парамагнітному стані (UPA) і вузловому антиферромагнітному стані (NAF). Енергії цих станів у розрахунку на комірку [24]:

$$\tilde{\mathcal{E}}_{\text{SPA}} = 1 - \frac{\Delta \tilde{I}}{2} - \frac{3\tilde{h}}{2}, \quad \tilde{\mathcal{E}}_{\text{FRI}} = -1 + \frac{\Delta \tilde{I}}{2} - \frac{\tilde{h}}{2},$$

$$\tilde{\mathcal{E}}_{\text{UPA}} = -\frac{1}{2} \left(\tilde{U} + \sqrt{\tilde{U}^2 + 16\tilde{t}^2} \right) - \frac{\tilde{h}}{2}, \quad \tilde{\mathcal{E}}_{\text{NAF}} = \tilde{\Lambda}_3,$$

де $\tilde{\Lambda}_i$ – власні значення матриці $\tilde{\mathcal{L}} = \mathcal{L}/I_1$. Хвильові функції цих станів [24]:

$$|\text{SPA}\rangle = \prod_{k=1}^N |+\rangle_k |\uparrow, \uparrow\rangle_{k,1;k,2},$$

$$|\text{FRI}\rangle = \prod_{k=1}^N |-\rangle_k |\uparrow, \uparrow\rangle_{k,1;k,2},$$

$$|\text{UPA}\rangle = \prod_{k=1}^N |+\rangle_k [\Psi_5^{++}]_{k,1;k,2},$$

$$|\text{NAF}\rangle = \begin{cases} \prod_{k=1}^N |(-)^k\rangle_k [\Psi_5^{(-)k(-)^{k+1}}]_{k,1;k,2} \\ \prod_{k=1}^N |(-)^{k+1}\rangle_k [\Psi_5^{(-)^{k+1}(-)^{k+2}}]_{k,1;k,2} \end{cases},$$

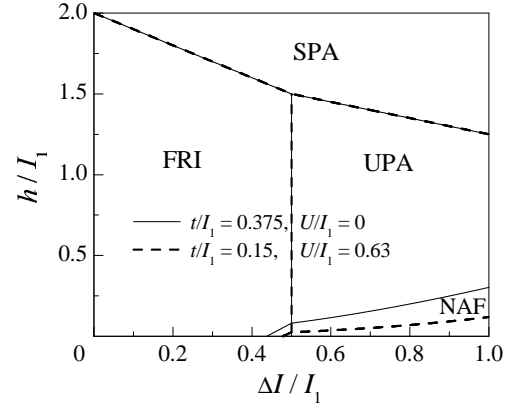


Рис. 2. Фазова діаграма основного стану ($\Delta \tilde{I}, \tilde{h}$). Зображено лінії переходів для двох наборів значень \tilde{t} і \tilde{U} . Результати для $\tilde{U} = 0$ збігаються з відповідними результатами роботи [16]

де $|+\rangle_k = |\uparrow\rangle_k$ і $|-\rangle_k = |\downarrow\rangle_k$ описують стан спіна μ_k , $|\uparrow, \uparrow\rangle_{k,1;k,2} = c_{k,1;\uparrow}^\dagger c_{k,2;\uparrow}^\dagger |0\rangle$, вираз “ $(-)^n$ ” означає знак числа $(-1)^n$. Інші позначення:

$$\Psi_5^{++} = A_5^{++} (|\uparrow, \downarrow\rangle + |\downarrow, \uparrow\rangle) + B_5^{++} (|\uparrow\downarrow, 0\rangle + |0, \uparrow\downarrow\rangle),$$

$$\Psi_5^{\pm\mp} = A_5^{\pm\mp} |\uparrow, \downarrow\rangle + A_5^{\mp\pm} |\downarrow, \uparrow\rangle + B_5^{+-} (|\uparrow\downarrow, 0\rangle + |0, \uparrow\downarrow\rangle),$$

де

$$|\uparrow, \downarrow\rangle = c_{k,1;\uparrow}^\dagger c_{k,2;\downarrow}^\dagger |0\rangle, \quad |\downarrow, \uparrow\rangle = -c_{k,1;\downarrow}^\dagger c_{k,2;\uparrow}^\dagger |0\rangle,$$

$$|\uparrow\downarrow, 0\rangle = c_{k,1;\uparrow}^\dagger c_{k,1;\downarrow}^\dagger |0\rangle, \quad |0, \uparrow\downarrow\rangle = c_{k,2;\uparrow}^\dagger c_{k,2;\downarrow}^\dagger |0\rangle,$$

а A_5^{++} , B_5^{++} , A_5^{+-} , A_5^{-+} , B_5^{+-} отримуємо з відповідних коефіцієнтів роботи [24] заміною $\tilde{U} \rightarrow -\tilde{U}$.

Перейдемо до розгляду фазової діаграми основного стану ($\Delta \tilde{I}, \tilde{h}$), яка залежить від параметрів \tilde{t} і \tilde{U} . Одна з можливих фазових діаграм ($\Delta \tilde{I}, \tilde{h}$) наведена на рис. 2. На ній стани FRI і UPA розділяє лінія переходу $\Delta \tilde{I}_{\text{F|U}} = \tilde{T}(\tilde{t}, \tilde{U})$, де $\tilde{T}(\tilde{t}, \tilde{U}) = 2 - \tilde{U} - \sqrt{\tilde{U}^2 + 16\tilde{t}^2}$. Критична точка між станами FRI і NAF у нульовому полі $\Delta \tilde{I}_{\text{F|N}}$ визначається з рівняння $\Delta \tilde{I}_{\text{F|N}} = 2 + 2\tilde{\mathcal{E}}_{\text{NAF}}$.

Фазова діаграма основного стану ($\Delta \tilde{I}, \tilde{h}$) залежно від параметрів \tilde{t} і \tilde{U} може мати топологію трьох типів. Тип топології визначає параметр $\tilde{T}(\tilde{t}, \tilde{U})$. Перший тип топології фазової діаграми ($\Delta \tilde{I}, \tilde{h}$) реалізується при $1 \leq \tilde{T}$. Тоді вона виглядає так як частина рис. 2 на проміжку $[0, \Delta \tilde{I}_{\text{F|U}}]$

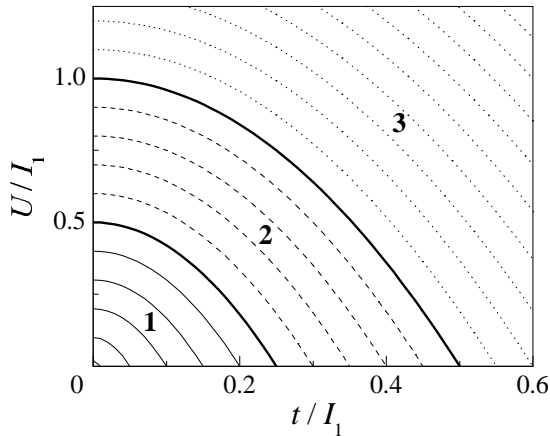


Рис. 3. Топологічна діаграма (\tilde{t}, \tilde{U}) для фазової діаграми основного стану $(\Delta\tilde{I}, \tilde{h})$. Вона вкрита “еквітопологічними” лініями. Товсті лінії розділяють області трьох типів топологій, які позначено відповідними цифрами

[16, 24]. Другий тип топології реалізується при $0 < \tilde{T} < 1$ і показаний на рис. 2. Третій тип топології реалізується при $\tilde{T} \leq 0$. У цьому випадку фазова діаграма $(\Delta\tilde{I}, \tilde{h})$ виглядає подібно як частина рис. 2 на проміжку $[\Delta\tilde{I}_{F|U}, 1]$, але на ній лінія переходу NAF \leftrightarrow UPA завжди починається в точці $(0, 0)$ [16, 24].

Залежність топології фазової діаграми $(\Delta\tilde{I}, \tilde{h})$ від параметрів \tilde{t} і \tilde{U} зручно зобразити топологічною діаграмою (\tilde{t}, \tilde{U}) , яку наведено на рис. 3. “Еквітопологічні” лінії на цій діаграмі описуються рівнянням $\tilde{T}(\tilde{t}, \tilde{U}) = \text{const}$. Зміна \tilde{U} і \tilde{t} вздовж “еквітопологічної” лінії відображається на фазовій діаграмі $(\Delta\tilde{I}, \tilde{h})$ зміщенням тільки тих ліній, які обмежують область основного стану NAF, що показано на рис. 2. Зокрема, з ростом \tilde{U} на ній зменшується область основного стану NAF.

Тепер розглянемо вплив одноцентрового електрон-електронного притягання в режимі $\tilde{T}(\tilde{t}, \tilde{U}) = \text{const}$ (вздовж “еквітопологічної” лінії) на намагніченість, магнітну сприйнятливості і теплоємність. Числові розрахунки цих характеристик проводились для ряду точок (\tilde{t}, \tilde{U}) “еквітопологічної” лінії, яка належить області 2 на рис. 3 і проходить через точки $(0, 375, 0)$ і $(0, 15, 0, 63)$, для яких фазова діаграма основного стану $(\Delta\tilde{I}, \tilde{h})$ наведена на рис. 2.

Зіставлення результатів для намагніченості та магнітної сприйнятливості у різних точках “еквітопологічної” лінії показало, що польова і тем-

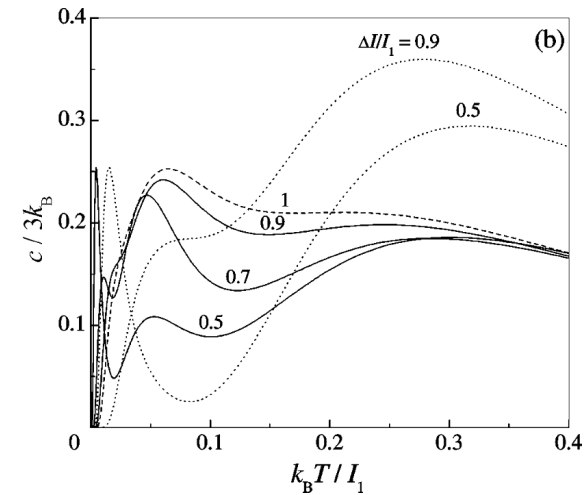
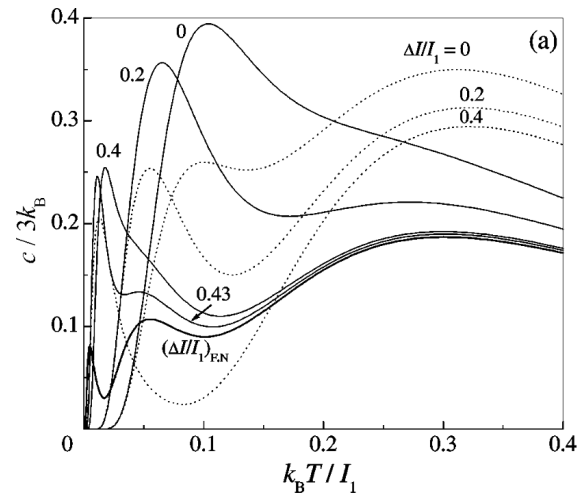


Рис. 4. Температурна залежність теплоємності в нульовому полі при різних $\Delta\tilde{I}$: *a* – відповідає $\Delta\tilde{I} \leq \Delta\tilde{I}_{F,N}$, *b* – $\Delta\tilde{I} > \Delta\tilde{I}_{F,N}$. Суцільними і штриховою лініями зображено результати для $\tilde{t} = 0,15$ і $\tilde{U} = 0,63$. Пунктирними лініями зображено результати для $\tilde{t} = 0,375$ і $\tilde{U} = 0$, які, крім кривої для $\Delta\tilde{I} = 0,4$, наводились у роботі [16]

пературна криві намагніченості та температурна крива магнітної сприйнятливості в нульовому полі при посиленні притягання зміщуються подібно як при послабленні одноцентрового електрон-електронного відштовхування [24]. Зокрема, при посиленні притягання температурні криві сумарної та електронної намагніченостей зміщуються вниз, а температурна крива намагніченості спінів Ізінга зміщується вгору.

Зміну температурної залежності теплоємності в нульовому полі під впливом притягання показав-

но на рис. 4. Коли притягання немає ($\tilde{U} = 0$), температурна крива теплоємності у широкому діапазоні $\Delta\tilde{I}$ має головний і низькотемпературний максимуми [16]. А в певному околі критичної точки $\Delta\tilde{I}_{F,N}$ вона має ще додатковий низькотемпературний максимум, який є найближчим до нуля температури [24]. Під час зростання притягання до певного значення ($\simeq 0,42$) головний максимум зміщується у бік низьких температур. Але за подальшого зростання притягання він зміщується у бік високих температур. Внаслідок цього головний максимум кривих, які відповідають малим $\Delta\tilde{I}$, може зливатися з низькотемпературним максимумом (рис. 4,а). Більше того, починаючи з $\tilde{U} \simeq 0,5$ в температурній кривій теплоємності з'являється додатковий максимум, який розташовується між низькотемпературним і головним максимумами (рис. 4). Спочатку цей додатковий максимум існує для малого проміжку $\Delta\tilde{I}$ в області основного стану NAF. З посиленням притягання цей проміжок розширюється і охоплює критичну точку $\Delta\tilde{I}_{F,N}$ (рис. 4). Описані вище зміни температурної залежності теплоємності в нульовому полі внаслідок зростання притягання пов'язані зі змінами спектра (2) комірковий гамільтоніана \mathcal{H}_k . А саме, з ростом \tilde{U} у цьому спектрі зменшуються такі енергії: \mathcal{E}_6 , \mathcal{E}_4 (Λ_2) і \mathcal{E}_3 (Λ_1).

Також потрібно зазначити, що температурна крива теплоємності для $\tilde{U} = 0,63$ у дуже малому околі критичної точки $\Delta\tilde{I}_{F,N}$, який є значно вужчим, ніж при $\tilde{U} = 0$, має ще додатковий низькотемпературний максимум (він детально описаний у роботі [24]), який є найближчим до нуля температури.

4. Висновки

У статті досліджено властивості в основному стані та при скінчених температурах асиметричного ромбічного ланцюжка Ізінга–Габбарда з одноцентровим електрон-електронним притяганням, який є точно розв'язуваним методом декораційно-ітераційного перетворення. У випадку антиферомагнітної взаємодії Ізінга, коли в ланцюжку є геометрична фрустрація, досліджено вплив одноцентрового електрон-електронного притягання на основний стан, польову і температурну залежність намагніченості, температурну залежність у ну-

льовому полі магнітної сприйнятливості та теплоємності.

Побудовано фазову діаграму основного стану в площині $(\Delta\tilde{I}, \tilde{h})$. Видозміну цієї фазової діаграми в залежності від інтеграла переносу і одноцентрового притягання зображено топологічною діаграмою (\tilde{t}, \tilde{U}) . Показано, що посилення притягання вздовж “еквітопологічної” лінії $\tilde{T}(\tilde{t}, \tilde{U}) = \text{const}$ відображається на фазовій діаграмі $(\Delta\tilde{I}, \tilde{h})$ зміщенням границь області основного стану NAF у бік її зменшення.

Температурні криві намагніченості при різних полях і магнітної сприйнятливості в нульовому полі при посиленні одноцентрового притягання електронів вздовж “еквітопологічної” лінії зміщуються подібно як при послабленні одноцентрового відштовхування електронів [24]. Температурна залежність теплоємності в нульовому полі для певної області $(\tilde{t}, \tilde{U}, \Delta\tilde{I})$ має додатковий максимум, що лежить між головним і низькотемпературним максимумами.

Результати статті відповідають також простому ланцюжку Ізінга–Габбарда, в якому вузли і міжвузлові позиції розташовані на одній лінії і вузловий спін Ізінга взаємодіє з першими і другими сусідами.

1. I. Syozi, Prog. Theor. Phys. **6**, 341 (1951).
2. M. Fisher, Phys. Rev. **113**, 969 (1959).
3. J. Strečka, Phys. Lett. A **374**, 3718 (2010).
4. O. Rojas and S.M. de Souza, J. Phys. A **44**, 245001 (2011).
5. H. Kikuchi, Y. Fujii, M. Chiba, S. Mitsudo, T. Idehara, T. Tonegawa, K. Okamoto, T. Sakai, T. Kuwai, and H. Ohta, Phys. Rev. Lett. **94**, 227201 (2005).
6. H. Kikuchi, Y. Fujii, M. Chiba, S. Mitsudo, T. Idehara, T. Tonegawa, K. Okamoto, T. Sakai, T. Kuwai, K. Kindo, A. Matsuo, W. Higemoto, K. Nishiyama, M. Horvatić and C. Bertheir, Prog. Theor. Phys. Suppl. **159**, 1 (2005).
7. J. Strečka, M. Jaščur, M. Hagiwara, K. Minami, Y. Narumi, and K. Kindo, Phys. Rev. B **72**, 024459 (2005).
8. L. Čanová, J. Strečka, and M. Jaščur, J. Phys. Condens. Matter **18**, 4967 (2006).
9. L. Čanová, J. Strečka, and T. Lučivjanský, Condens. Matter Phys. **12**, 353 (2009).
10. Б.М. Лісний, УФЖ **56**, 1238 (2011); В.М. Lisnii, Ukr. J. Phys. **56**, 1237 (2011).
11. Willem Van den Heuvel and Liviu F. Chibotaru, Phys. Rev. B **82**, 174436 (2010).

12. V.R. Ohanyan, N.S. Ananikian, Phys. Lett. A **307**, 76 (2003).
13. J. Strečka and M. Jaščur, J. Phys.: Condens. Matter **15**, 4519 (2003).
14. J.S. Valverde, Onofre Rojas, and S.M. de Souza, Physica A **387**, 1947 (2008).
15. J.S. Valverde, Onofre Rojas, and S.M. de Souza, J. Phys.: Condens. Matter **20**, 345208 (2008).
16. M.S.S. Pereira, F.A.B.F. de Moura, and M.L. Lyra, Phys. Rev. B **77**, 024402 (2008).
17. M.S.S. Pereira, F.A.B.F. de Moura, and M.L. Lyra, Phys. Rev. B **79**, 054427 (2009).
18. V. Ohanyan, Condens. Matter Phys. **12**, 343 (2009).
19. D. Antonosyan, S. Bellucci, and V. Ohanyan, Phys. Rev. B **79**, 014432 (2009).
20. O. Rojas and S.M. de Souza, Phys. Lett. A **375**, 1295 (2011).
21. O. Rojas, S. M. de Souza, V. Ohanyan, and M. Khurshudyun, Phys. Rev. B **83**, 094430 (2011).
22. J. Strečka, A. Tanaka, L. Čanová, and T. Verkholyak, Phys. Rev. B **80**, 174410 (2009).
23. L. Gálisová, J. Strečka, A. Tanaka, and T. Verkholyak, J. Phys.: Condens. Matter **23**, 175602 (2011).
24. Б.М. Лисный, ФНТ **37**, 380 (2011).
25. J.E. Hirsch, Phys. Rev. B **31**, 6022 (1985).
26. М.Е. Журавлев, В.А. Иванов, В.В. Ачкасов, Письма в ЖЭТФ **63**, 83 (1996).
27. Q. Wang and H. Zheng, Phys. Lett. A **314**, 304 (2003).

Одержано 29.05.12

Б.М. Лисный

АСИММЕТРИЧНАЯ РОМБИЧЕСКАЯ ЦЕПОЧКА
ИЗИНГА–ХАББАРДА С ПРИТЯЖЕНИЕМ

Резюме

Рассмотрены основное состояние и термодинамические свойства асимметричной ромбической цепочки Изинга–Хаббарда с одноцентровым электрон–электронным притяжением, которая является точно решаемой с помощью декорационно–итерационного преобразования. В случае антиферромагнитного взаимодействия Изинга исследовано влияние этого притяжения на основное состояние и температурную зависимость намагниченности, магнитной восприимчивости и теплоемкости.

В.М. Лисный

ASYMMETRIC DIAMOND ISING–HUBBARD CHAIN
WITH ATTRACTION

Summary

The ground state and thermodynamic properties of an asymmetric diamond Ising–Hubbard chain with the on-site electron–electron attraction has been considered. The problem can be solved exactly using the decoration–iteration transformation. In the case of the antiferromagnetic Ising interaction, the influence of this attraction on the ground state and the temperature dependences of the magnetization, magnetic susceptibility, and specific heat has been studied.