

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/>)

Юрій Ігорович Дубленич

НЕСПВВИМІРНІ ОДНОКУТОВІ СПІРАЛЬНІ ВПОРЯДКОВАННЯ
КЛАСИЧНИХ ГЕЙЗЕНБЕРГОВИХ СПІНІВ
НА ҐРАТКАХ ІЗ ТРИКУТНИХ ДРАБИНОК

Роботу отримано 12 грудня 2014 р.

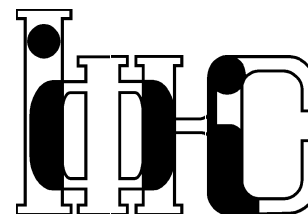
Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку відділом квантової статистики

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені

Національна академія наук України



ІНСТИТУТ
ФІЗИКИ
КОНДЕНСОВАНИХ
СИСТЕМ

ICMP-14-09U

Ю.І. Дубленич

НЕСУМІРНІ ОДНОКУТОВІ СПІРАЛЬНІ ВПОРЯДКОВАННЯ
КЛАСИЧНИХ ГЕЙЗЕНБЕРГОВИХ СПІНІВ
НА ҐРАТКАХ ІЗ ТРИКУТНИХ ДРАБИНОК

ЛЬВІВ

УДК: 537.611.2, 538.971

PACS: 05.50.+q, 75.10.Nk, 75.25.-j

Несумірні однокутові спіральні впорядкування класичних Гейзенбергових спінів на ґратках із трикутних драбинок

Ю.І. Дубленич

Анотація. Дуже простим способом, за допомогою кластерного методу, одержано точні розв'язки задачі про основні стани для класичної моделі Гейзенберга зі взаємодією найближчих сусідів на дво- і тривимірних ґратках, утворених із трикутних драбинок. Показано, як геометричні фрустрації, що виникають завдяки наявності трикутників як структурних одиниць, призводять до виникнення несумірних спіральних упорядкувань та їхніх колінеарних границь. Ці упорядкування визначаються єдиним кутом (разом зі знаками взаємодій сусідніх спінів), тому запропоновано назву "однокутові спіральні впорядкування".

Incommensurate single-angle spiral orderings of classical Heisenberg spins on zigzag ladder lattices

Yu.I. Dublanych

Abstract. Exact solutions of the ground-state problem for the classical Heisenberg model with nearest-neighbor interactions on two- and three-dimensional lattices composed of zigzag (triangular) ladders are obtained in a very simple way, with the use of a cluster method. It is shown how the geometrical frustration due to the presence of triangles as structural units leads to the emergence of incommensurate spiral orderings and their collinear limits. These orderings are determined by a single angle (along with the signs of the interactions between neighboring spins); therefore, the term "single-angle spiral orderings" is proposed.

Подається в Physical Review Letters
Submitted to Physical Review Letters

© Інститут фізики конденсованих систем 2014
Institute for Condensed Matter Physics 2014

Попри понад півсотні років наполегливих досліджень проблема основних станів для деяких класичних Гейзенбергових спінових моделей досі є викликом для теоретиків [1]. Найвідоміший і найвикористовуваніший метод у цій галузі — метод Латинджер-Тиси [2] та його узагальнення [3] — незастосовний до складних гамільтоніанів (наприклад, із зовнішнім полем або з біквадратичним обміном) і важкозастосовний до ґраток, що не є ґратками Браве. Існує ще кластерний метод, запропонований Ліонсом і Капланом п'ятдесят років тому [4], проте він "радіше невідомий", хоча простий й інтуїтивно зрозумілий [5, 6]. Ми розвинули цей метод у своїх дослідженнях основних станів моделей Ізинґового типу [7–9]. А тут розглядаємо класичну модель Гейзенберга на сім'ї ґраток, для яких, попри наявність фрустрацій і те, що ці ґратки не є ґратками Браве (мають більше одного вузла на комірку), розв'язок задачі про основні стани можна одержати надзвичайно простим і зрозумілим способом, використовуючи кластерний метод. Це сім'я дво- і тривимірних ґраток, що утворені трикутними драбинками. Існує чимало сполук, де магнетні атоми утворюють ґратки такого типу [10–17]. Кластерний метод ідеально підходить для класичної моделі Гейзенберга на цих ґратках. За його допомогою ми показуємо, як присутність структурних трикутників, а отже геометричних фрустрацій, призводить до виникнення несумірних спіральних упорядкувань. Цікаво, що ці упорядкування визначаються єдиним кутом разом зі знаками взаємодій між сусідніми спінами вздовж щаблів драбинок.

Трикутна драбинка утворена однаковими рівнораменними трикутниками, тому спочатку розгляньмо один такий трикутник із класичними спінами (одичинними тривекторами) в його вершинах (Рис. 1). L і K — параметри взаємодій, α , β і γ — кути між спінами. Енергія системи має вигляд

$$E = K \cos \alpha + L(\cos \beta + \cos \gamma). \quad (1)$$

Які значення α , β і γ мінімізують цю енергію? Випадок $K < 0$ тривіальний: спіни колінеарні, тому що нема фрустрацій. Якщо $K > 0$ (є фрустрації), то за фіксованого $\alpha = 2\phi$ енергія сягає свого мінімуму, коли $\cos \beta + \cos \gamma$ є максимальним чи мінімальним, залежно від знаку L . Враховуючи нерівність $\alpha + \beta + \gamma \leq 2\pi$, легко показати, що у випадку $L < 0$ ця сума максимальна, якщо спіни компланарні і $\beta = \gamma = \alpha/2 = \phi$ (Рис. 1(b)), а у випадку $L > 0$ сума мінімальна, якщо спіни компланарні і $\beta = \gamma = \pi - \alpha/2 = \pi - \phi$ (Рис. 1(c)).

Енергія основного стану системи дорівнює

$$E_{gs} = K \cos 2\phi - 2|L| \cos \phi. \quad (2)$$

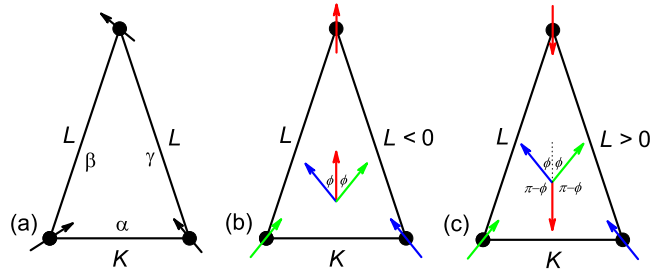


Рис. 1. (а) Рівнораменний трикутник зі спінами (одичинними тривекторами) у вершинах. L і K — параметри взаємодій, α , β і γ — кути між спінами. Якщо $K < 0$, то фрустрації відсутні, і спіни колінеарні. Якщо $K > 0$, то є фрустрації. За фіксованого $\alpha = 2\phi$, енергія досягає мінімуму, коли два інші кути рівні й дорівнюють ϕ , якщо (b) $L < 0$, або $\pi - \phi$, якщо (c) $L > 0$. Тоді спіни компланарні.

Ця енергія має мінімум, якщо $\cos \phi = \frac{|L|}{2K}$. Тож за $|L| \leq 2K$ основний стан визначається кутом ϕ , і тоді спіни компланарні (площина поляризації, орієнтація одного з трьох спінів, а також кіральність можуть бути довільними); в іншому разі спіни колінеарні.

Розгляньмо тепер трикутну драбинку (Рис. 2). Вона складається з однакових трикутних кластерів. Кожен J -зв'язок належить двом таким кластерам, тому треба мінімізувати енергію трикутного кластера зі взаємодіями J_0 і $J/2$. Враховуючи попередній результат, можна стверджувати, що основний стан є спіральним і визначається єдиним кутом $\phi = \arccos \frac{|J|}{4J_0}$, якщо $|J| \leq 4J_0$; в іншому разі усі спіни колінеарні. Два приклади впорядкування в основному стані для трикутної драбинки показано на Рис. 2. Треба підкреслити, що усі спіни компланарні, але площина поляризації може бути будь-яка. Кут ϕ залежить лише від величини взаємодій, тому в загальному випадку упорядкування спінів уздовж ніг драбинки несумірне з періодом драбинки.

Цікаво розглянути двовимірну ґратку, утворену двома типами трикутних драбинок зі взаємодією найближчих сусідів J_0 уздовж ніг і J_1 та J_2 уздовж щаблів (Рис. 3). Цю ґратку можна розбити на однакові двотрикутні кластери. Кожен J_1 - і J_2 -зв'язок належить двом таким кластерам, тому треба мінімізувати енергію двотрикутного кластера зі взаємодіями J_0 , $J_1/2$ і $J_2/2$. Випадок $J_0 < 0$ тривіальний: фрустрації відсутні. Розгляньмо випадок $J_0 > 0$. Нехай

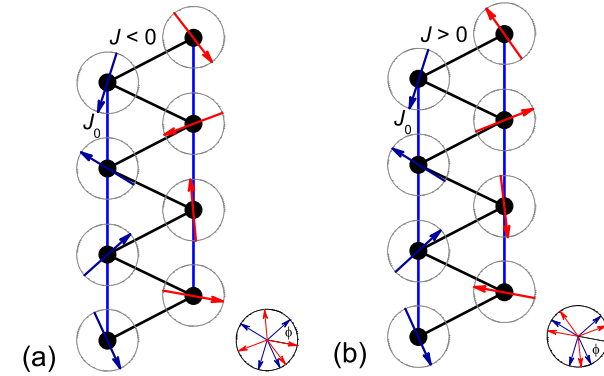


Рис. 2. Конфігурації основного стану трикутної драбинки з (а) $J < 0$ і (b) $J > 0$. $J_0 > 0$. Кут обертання вздовж ніг драбинки дорівнює $2\phi = 2 \arccos \frac{|J|}{4J_0}$. Усі спіни компланарні. Тут спіни лежать у площині драбинки, однак площина поляризації може бути будь-яка, наприклад, перпендикулярна до ніг драбинки. Орієнтація одного довільного спіна і кіральність (однакова для обох ніг) також довільні.

кут між векторами на кінцях J_0 -зв'язку *фіксований* і дорівнює 2ϕ ($0 \leq \phi \leq \pi/2$). Щоб енергія була мінімальна, кути між сусідніми спінами, пов'язаними J_i -зв'язками ($i = 1, 2$), мають дорівнювати ϕ , якщо $J_i < 0$, або $\pi - \phi$, якщо $J_i > 0$. Енергія на кластер дорівнює

$$E_{gs} = J_0 \cos 2\phi - (|J_1| + |J_2|) \cos \phi. \quad (3)$$

Кут ϕ , що мінімізує цю енергію, визначається виразом

$$\cos \phi = \frac{|J_1| + |J_2|}{4J_0}. \quad (4)$$

Якщо $|J_1| + |J_2| \leq 4J_0$, то спінове упорядкування є спіральним і визначається кутом ϕ разом зі знаками взаємодій J_1 і J_2 ; в іншому разі усі спіни колінеарні. Є чотири спіральні фази, що відповідають чотирьом наборам знаків взаємодій J_1 і J_2 . Квадрат спіральних фаз показано на Рис. 3 (справа). Одну з цих фаз зображено на Рис. 3 (зліва). З наближенням до межі квадрата ϕ прямує до нуля, і спінові фази неперервно переходять у свої колінеарні границі, в яких усі спіни на тій самій нозі мають однакову орієнтацію, попри те, що $J_0 > 0$. Якщо $J_2 = J_1 = J_0 > 0$, то маємо добре відому фазу 120° на трикутній ґратці.

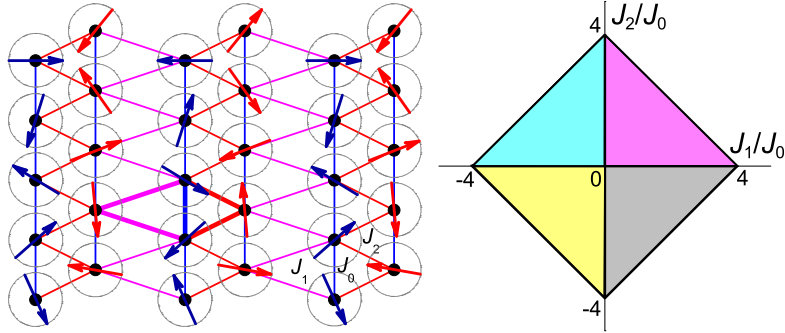


Рис. 3. Зліва: узагальнена трикутна ґратка і спінова конфігурація на ній для $J_1 < 0$ і $J_2 > 0$ ($J_0 > 0$, $|J_1| + |J_2| \leq 4J_0$). Справа: квадрат спіральних фаз для узагальненої трикутної ґратки. З наближенням до межі квадрата $\phi = \arccos \frac{|J_1| + |J_2|}{4J_0}$ прямує до нуля, і спінові фази неперервно переходять у свої колінеарні границі.

Перейдімо до тривимірної ґратки, що зображена на Рис. 4. Називатимемо її узагальненою ґраткою голландиту. Основні стани класичної моделі Гейзенберга на ґратці голландиту (рожеві й зелені слабкі однакові) вивчали в [17]. А цю ґратку голландиту не є ґраткою Браве, прямо застосувати до неї метод Латинджера-Тиси неможливо, тому, щоб знайти енергію основного стану, автори використали модифікацію цього методу; вони також провели числові симуляції. Кластерний метод дає змогу розв'язати цю задачу на основні стани дуже простим і зрозумілим способом.

Узагальнену ґратку голландиту утворено трьома типами трикутних драбинок. Нехай величина взаємодії між сусідніми спінами вздовж ніг усіх драбинок дорівнює J_0 (сині зв'язки), а вздовж слабків — J_1 (червоні зв'язки), J_2 (зелені зв'язки) і J_3 (рожеві зв'язки) (Рис. 4). Легко помітити, що цю ґратку можна розбити на однакові тритрикутні кластери, показані на Рис. 4. Тож знайдімо спінову конфігурацію такого кластера, яка має найменшу енергію.

Кожен J_1 -, J_2 - і J_3 -зв'язок належить двом кластерам, тому треба мінімізувати енергію тритрикутного кластера зі взаємодіями J_0 , $J_1/2$, $J_2/2$ і $J_3/2$. Випадок $J_0 < 0$ тривіальний: фрустрацій нема. Розгляньмо випадок $J_0 > 0$. Нехай кут між спінами на кінцях J_0 -зв'язку фіксований і дорівнює 2ϕ ($0 \leq \phi \leq \pi/2$). Щоб енергія була мінімальною, кут між двома сусідніми спінами, поєднаними J_i -зв'язками ($i =$

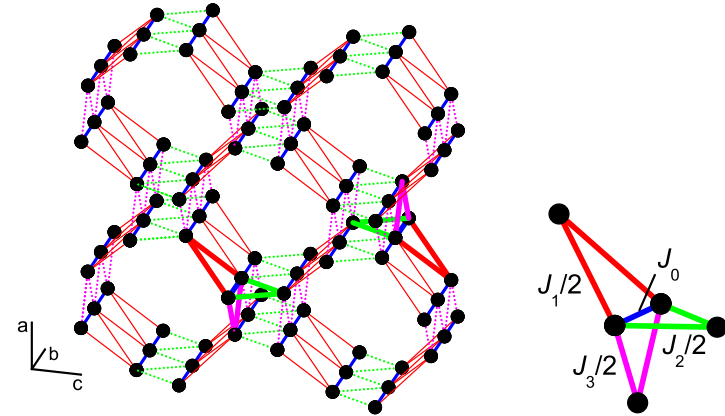


Рис. 4. Узагальнену ґратку голландиту (справа) можна розбити на однакові тритрикутні кластери (зліва).

1-3), має дорівнювати ϕ , якщо $J_i < 0$, або $\pi - \phi$, якщо $J_i > 0$ (див. Рис. 1). Енергія на кластер (або вузол) дорівнює

$$E_{gs} = J_0 \cos 2\phi - (|J_1| + |J_2| + |J_3|) \cos \phi. \quad (5)$$

Кут ϕ , що мінімізує енергію, визначається з рівняння

$$\cos \phi = \frac{|J_1| + |J_2| + |J_3|}{4J_0}. \quad (6)$$

Зрозуміло, що всі спіни на ґратці мають бути компланарними, тобто паралельними якійсь площині, але ця площина — довільна. Якщо площина, орієнтація одного будь-якого спіна і кіральність фіксовані, то розподіл кутів цілком визначає спінову конфігурацію основного стану ґратки за фіксованих значень взаємодій.

Кожному наборові знаків взаємодій J_1 , J_2 і J_3 ($J_0 > 0$) відповідає якась спіральна фаза та її колінеарна границя. А що є вісім наборів, то є і вісім спіральних фаз, а також вісім колінеарних границь. Октаедер спіральних фаз і два приклади спіральних упорядковань з їхніми колінеарними границями показано на Рис. 5.

Кластер на Рис. 4 дає упорядкування основного стану класичних Гейзенбергових спінів на багатьох ґратках, утворених трикутними драбинками (див. Рис. 6). Рівняння (6) і октаедер спіральних фаз (Рис. 5) є спільні для усіх цих ґраток.

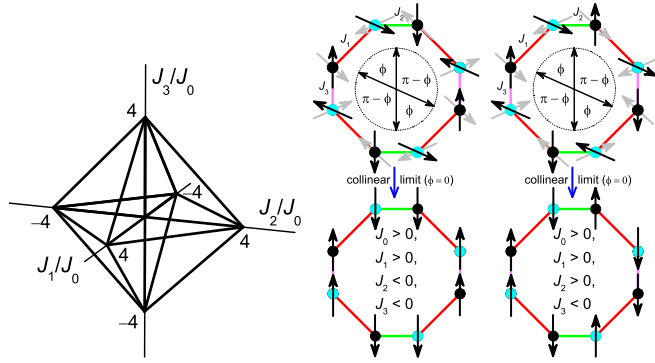


Рис. 5. Зліва: октаедр спіральних фаз для класичної моделі Гейзенберга на узагальненій ґратці голландиту. Справа: два приклади спіральних упорядкувань і їхніх колінеарних границь. Тут усі спіні паралельні до площини рисунка, однак ця площина може бути довільною. Голубі й чорні кружечки позначають вузли над і під площиною рисунка, відповідно. Сірі спіні є наступними за чорними.

Цікаво також розглянути узагальнену трикутну ґратку з трьох типів трикутних драбинок (Рис. 7, зліва). Цю ґратку не можна розбити на однакові двотрикутні кластери. Треба розглянути аж три типи двотрикутних кластерів. Можна показати, що однокутове спіральне упорядкування класичних Гейзенбергових спінів також можливе в деяких областях простору параметрів цієї моделі. Розподілімо енергію кожного щабля між двома трикутними плакетками, для яких він спільний, способом, указаним на Рис. 7 (зліва). Коефіцієнти α_i цього розподілу можуть бути довільними, однак мусять задовольняти умови $0 \leq \alpha_i \leq 1$.

Енергію двотрикутних кластерів можна записати у вигляді

$$\begin{aligned} E_{12} &= J_0 \cos 2\phi_{12} - 2(\alpha_1 |J_1| + (1 - \alpha_2) |J_2|) \cos \phi_{12}, \\ E_{23} &= J_0 \cos 2\phi_{23} - 2(\alpha_2 |J_2| + (1 - \alpha_3) |J_3|) \cos \phi_{23}, \\ E_{31} &= J_0 \cos 2\phi_{31} - 2(\alpha_3 |J_3| + (1 - \alpha_1) |J_1|) \cos \phi_{31}. \end{aligned} \quad (7)$$

Умова мінімуму цих енергій разом з умовою $\phi_{12} = \phi_{23} = \phi_{31} = \phi$ дають таку систему рівнянь:

$$\alpha_1 |J_1| + (1 - \alpha_2) |J_2| = \alpha_2 |J_2| + (1 - \alpha_3) |J_3|$$

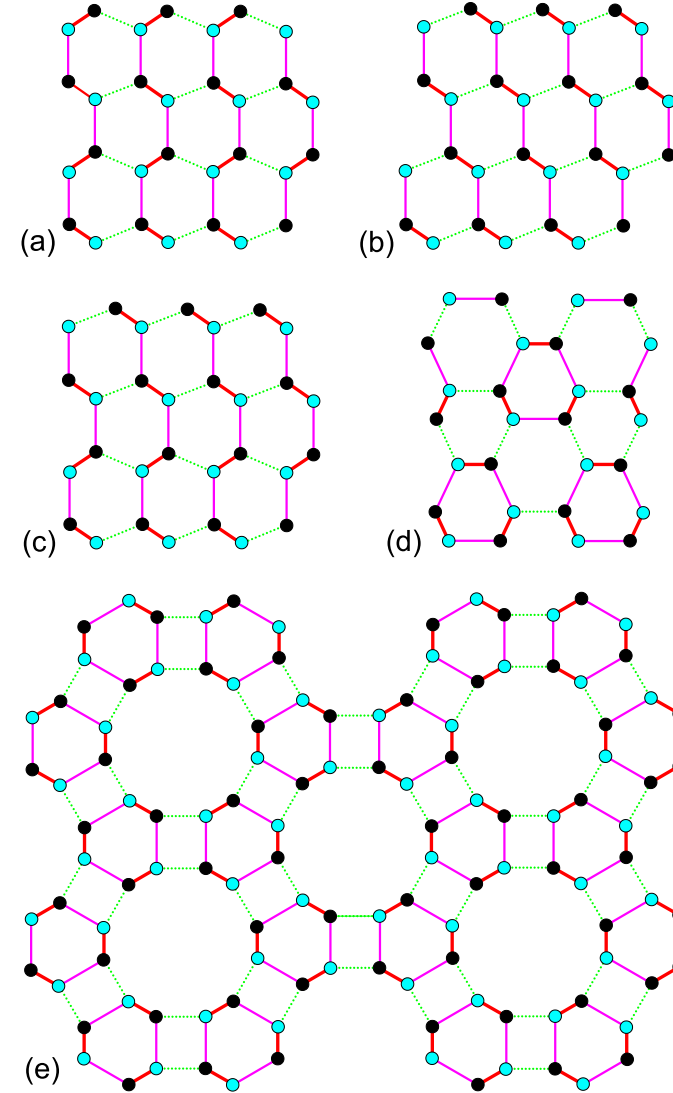


Рис. 6. (a) - (d) Приклади гексагональних ґраток з трикутних драбинок. (e) Ґратка з трикутних драбинок на основі зрізаного тригексагонального замощення 4.6.12. Ґратка (c) є безладною сумішшю ґраток (a) і (b). Усі ці ґратки можна розбити на однакові кластери, показані на Рис. 4. Голубі й чорні кружечки позначають вузли над і під площиною рисунка, відповідно. Ноги трикутних драбинок перпендикулярні до площини рисунка.

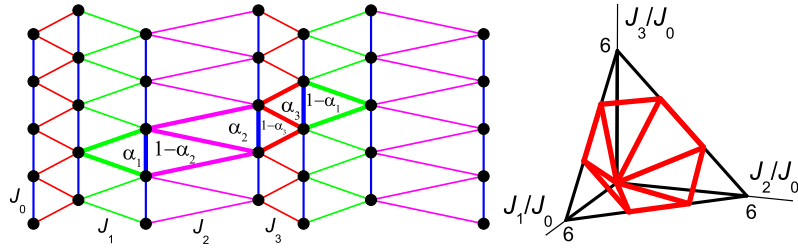


Рис. 7. Зліва: Узагальнена трикутна ґратка з трьох типів трикутних драбинок і три типи двотрикутних кластерів, на які її можна розбити. Справа: Гексагональна піраміда (червона) спіральної фази на цій ґратці для $J_i \geq 0$ ($i = 0-3$).

$$= \alpha_3 |J_3| + (1 - \alpha_1) |J_1| = \frac{|J_1| + |J_2| + |J_3|}{3}. \quad (8)$$

Кут ϕ , що мінімізує ці енергії, дорівнює

$$\cos \phi = \frac{|J_1| + |J_2| + |J_3|}{6J_0}. \quad (9)$$

Легко показати, що область у просторі $(J_1/J_0, J_2/J_0, J_3/J_0)$, де задовольняються рівняння (8) і нерівності $0 \leq \alpha_i \leq 1$, є поліедричним конусом, заданим шістьма векторами: $(0, 2, 1)$, $(0, 1, 2)$, $(1, 0, 2)$, $(2, 0, 1)$, $(2, 1, 0)$ і $(1, 2, 0)$ у першому октанті (див. Рис. 7, справа) і подібні поліедричні конуси в інших октантах (на рисунку не показані). Однокутові спіральні фази існують у частинах тих конусів, обмежених площинами $|J_1| + |J_2| + |J_3| = 6J_0$. Це — гексагональні піраміди, одну з яких показано на Рис. 7 (справа). Інші частини поліедричних конусів відповідають колінеарним границям спіральних фаз. Здається, що за межами поліедричних конусів існують складніші структури, однак тут ми обмежимося однокутовими упорядкуваннями.

Ці результати легко поширити на довільну кількість типів трикутних драбинок. Ми наведемо лише остаточний результат. У випадку двовимірної ґратки, подібної до зображеної на Рис. 7, але утвореної n типами трикутних драбинок, область існування однокутової спіральної фази та її колінеарної границі у просторі параметрів $(J_1/J_0, J_2/J_0, \dots, J_n/J_0)$ — це поліедричний конус, що визначається таким набором n -векторів (для невід'ємних J_i):

$$(0, 2, 1, 1, \dots, 1, 1), (0, 1, 2, 1, \dots, 1, 1), \dots, (0, 1, 1, 1, \dots, 1, 2);$$

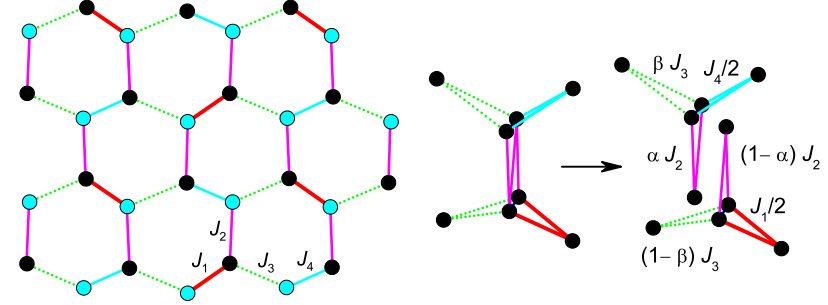


Рис. 8. Гексагональна ґратка з трикутних драбинок, яка спостерігається у сполуці β - CaCr_2O_4 зі спіном $S = \frac{3}{2}$, та її розбиття на два типи тритрикутних кластерів. Голубі й чорні кружечки позначають вузли над і під площиною рисунка, відповідно. Ноги трикутних драбинок перпендикулярні до площини рисунка.

$$(2, 0, 1, 1, \dots, 1, 1), (1, 0, 2, 1, \dots, 1, 1), \dots, (1, 0, 1, 1, \dots, 1, 2); \dots ; \\ (2, 1, 1, 1, \dots, 1, 0), (1, 2, 1, 1, \dots, 1, 0), \dots, (1, 1, 1, 1, \dots, 2, 0).$$

А кут ϕ визначається з рівняння

$$\cos \phi = \frac{|J_1| + |J_2| + \dots + |J_n|}{2nJ_0}. \quad (10)$$

І нарешті розглянемо гексагональну ґратку з трикутних драбинок, зображену на Рис. 8. Ця ґратка спостерігається у сполуці β - CaCr_2O_4 зі спіном $S = \frac{3}{2}$ [13, 14] (однак спінове упорядкування, спостережуване у цій сполуці, складніше, ніж одержане тут). На відміну від ґраток, показаних на Рис. 6(a)-6(d), цю ґратку можна розбити лише на два типи тритрикутних кластерів (Рис. 8, справа). Енергії основного стану цих кластерів можна записати у вигляді

$$E_1 = J_0 \cos 2\phi_1 - (2\alpha |J_2| + 2\beta |J_3| + |J_4|) \cos \phi_1, \\ E_2 = J_0 \cos 2\phi_2 \\ - [|J_1| + 2(1 - \alpha) |J_2| + 2(1 - \beta) |J_3|] \cos \phi_2. \quad (11)$$

Мінімізуючи ці енергії за умови $\phi_1 = \phi_2 = \phi$, одержуємо

$$\cos \phi = \frac{|J_1| + 2|J_2| + 2|J_3| + |J_4|}{8J_0}. \quad (12)$$

Умови $0 \leq \alpha \leq 1$ і $0 \leq \beta \leq 1$ дають нерівність

$$||J_4| - |J_1|| \leq 2(|J_2| + |J_3|). \quad (13)$$

Ця нерівність разом з нерівністю $|J_1| + 2|J_2| + 2|J_3| + |J_4| \leq 8J_0$ визначають області існування однокутових спіральних фаз.

Підсумовуючи, можна сказати, що ми строго довели, що в системах класичних Гейзенбергових спінів на ґратках із трикутних драбинок в основному стані існують несумірні спіральні упорядкування (фази), які характеризуються одним кутом і знаками взаємодій між сусідніми спінами (уздовж щаблів драбинок). Ми пропонуємо називати ці упорядкування (фази) “однокутовими спіральними упорядкуваннями (фазами)”.

Література

1. L. Messio, C. Lhuillier, and G. Misguich, Phys. Rev. B **83**, 184401 (2011).
2. J. M. Luttinger and L. Tisza, Phys. Rev. **70**, 954 (1946); J. M. Luttinger, *ibid* **81** 1015 (1951).
3. T. A. Kaplan and N. Menyuk, Philos. Mag. **87**, 3711 (2007); Corrigendum: **88**, 279 (2008).
4. D. N. Lyons and T. A. Kaplan, J. Phys. Chem. Solids **25**, 645 (1964); **25**, 1501(E) (1964).
5. T. A. Kaplan, Phys. Rev. B **80**, 012407 (2009).
6. L. X. Hayden, T. A. Kaplan, and S. D. Mahanti, Phys. Rev. Lett. **105**, 047203 (2010).
7. Yu. I. Dublenych, Phys. Rev. E **84**, 011106 (2011).
8. Yu. I. Dublenych, Phys. Rev. Lett. **109**, 167202 (2012).
9. Yu. I. Dublenych, J. Phys.: Condens. Matter **25**, 406003 (2013).
10. O. Young, L. C. Chapon, and O. A. Petrenko, J. Phys.: Conf. Ser. **391**, 012081 (2012).
11. T. J. Hayes, O. Young, G. Balakrishnan, and O. Petrenko, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 024708 (2012).
12. O. Ofer, J. Sugiyama, J. H. Brewer, E. J. Ansaldo, M. Månsson, K. H. Chow, K. Kamazawa, Y. Doi, and Y. Hinatsu, Phys. Rev. B **84**, 054428 (2011).
13. F. Damay, C. Martin, V. Hardy, A. Maignan, G. André, K. Knight, S. R. Giblin, and L. C. Chapon, Phys. Rev. B **81**, 214405 (2010).
14. F. Damay, C. Martin, V. Hardy, A. Maignan, C. Stock, and S. Petit, Phys. Rev. B **84**, 020402(R) (2011).
15. H. Sakurai, Phys. Rev. B **89**, 024416 (2014).
16. S. Liu, A. R. Akbashev, X. Yang, X. Liu, W. Li, L. Zhao, X. Li, A. Couzis, M.-G. Han, Y. Zhu *et al.*, Sci. Rep. **4**, 6203 (2014).

17. S. Mandal, A. Andreanov, Y. Crespo, and N. Seriani, Phys. Rev. B **90**, 104420 (2014).

CONDENSED MATTER PHYSICS

The journal **Condensed Matter Physics** is founded in 1993 and published by Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine.

AIMS AND SCOPE: The journal **Condensed Matter Physics** contains research and review articles in the field of statistical mechanics and condensed matter theory. The main attention is paid to physics of solid, liquid and amorphous systems, phase equilibria and phase transitions, thermal, structural, electric, magnetic and optical properties of condensed matter. **Condensed Matter Physics** is published quarterly.

ABSTRACTED/INDEXED IN: Chemical Abstract Service, Current Contents/Physical, Chemical&Earth Sciences; ISI Science Citation Index-Expanded, ISI Alerting Services; INSPEC; "Referatyvnyj Zhurnal"; "Dzherelo".

EDITOR IN CHIEF: Ihor Yukhnovskii.

EDITORIAL BOARD: T. Arimitsu, *Tsukuba*; J.-P. Badiali, *Paris*; B. Berche, *Nancy*; T. Bryk (Associate Editor), *Lviv*; J.-M. Caillol, *Orsay*; C. von Ferber, *Coventry*; R. Folk, *Linz*; L.E. Gonzalez, *Valladolid*; D. Henderson, *Provo*; F. Hirata, *Okazaki*; Yu. Holovatch (Associate Editor), *Lviv*; M. Holovko (Associate Editor), *Lviv*; O. Ivankiv (Managing Editor), *Lviv*; Ja. Ilnytskyi (Assistant Editor), *Lviv*; N. Jakse, *Grenoble*; W. Janke, *Leipzig*; J. Jedrzejewski, *Wroclaw*; Yu. Kalyuzhnyi, *Lviv*; R. Kenna, *Coventry*; M. Korynevskii, *Lviv*; Yu. Kozitsky, *Lublin*; M. Kozlovskii, *Lviv*; O. Lavrentovich, *Kent*; M. Lebovka, *Kyiv*; R. Lemanski, *Wroclaw*; R. Levitskii, *Lviv*; V. Loktev, *Kyiv*; E. Lomba, *Madrid*; O. Makhanets, *Chernivtsi*; V. Morozov, *Moscow*; I. Mryglod (Associate Editor), *Lviv*; O. Patsahan (Assistant Editor), *Lviv*; O. Pizio, *Mexico*; N. Plakida, *Dubna*; G. Ruocco, *Rome*; A. Seitsonen, *Zürich*; S. Sharapov, *Kyiv*; Ya. Shchur, *Lviv*; A. Shvaika (Associate Editor), *Lviv*; S. Sokołowski, *Lublin*; I. Stasyuk (Associate Editor), *Lviv*; J. Strečka, *Košice*; S. Thurner, *Vienna*; M. Tokarchuk, *Lviv*; I. Vakarchuk, *Lviv*; V. Vlady, *Ljubljana*; A. Zagorodny, *Kyiv*

CONTACT INFORMATION:

Institute for Condensed Matter Physics
of the National Academy of Sciences of Ukraine
1 Svientsitskii Str., 79011 Lviv, Ukraine
Tel: +38(032)2761978; Fax: +38(032)2761158
E-mail: cmp@icmp.lviv.ua <http://www.icmp.lviv.ua>