УДК 538.91

ФАЗОВИЙ ПЕРЕХІД БЕРЕЗІНСЬКОГО, КОСТЕРЛІЦА І ТАУЛЕСА В 2D СИСТЕМАХ

Котвицька К. А.
доцент кафедри фізики
Український державний університет
залізничного транспорту
м.Харків
Котвицька Л. А.
студентка фізичного факультету
Харківський національний університет
імені В.Н.Каразіна
м.Харків

Анотація Ця робота присвячена 2D-моделі XY, що підтримує перехід Березінського, Костерліці і Таулеса (БКТ), розглядається відхилення від 2D-решітки та розраховується розмірність спіна. Представлено приклади переходів БКТ у реальних квазі-2D-магнітах.

Ключові слова: 2D-модель XY, фазові переходи, вихор, антивихор, перехід Березінського, Костерліца, Таулеса.

Поняття топологічних збуджень та топологічних фазових переходів було вперше введено в теорію 2D - легких площинних магнітів Березінським, Костерліцом і Таулесом у сімдесятих роках [1-4]. Березінський досліджував кореляції в 2D-решітці плоских ротаторів, 2D Бозе-рідині та 2D-магнітах XY та розглядав їх як еквівалентні [1,2]. Він виявив, що власні стани гамільтоніана, що описують системи, можна розділити на два класи; перший характеризується ненульовою циркуляцією по мінімально замкнутим контурам (граням) решітки, а другий - нульовою циркуляцією. Грані з ненульовою циркуляцією пов'язані з "дефектом", який називається "вихором", а з нульовою циркуляцією - відповідають зміщеним гармонічним коливанням «спіновим хвилям».

Березинський показав, що повинна існувати критична температура, нижче якої вихори утворюють конфігурації з сумарною нульовою циркуляцією, а зменшення величини пов'язаній з фазовим переходом. Перехід повинен відбуватися при температурі T_{C}, де $\rho_{\mathrm{S}}(T_{\mathrm{C}}) = 0$. У випадку Бозе-рідини, ρ_s являє собою щільність надрідкого компонента в гідродинаміці дворідинної Бозе-рідини, тоді як у випадку 2D: XY магніт, ρ_s являє собою жорсткість спіна.

В роботі [3] Костерліц і Таулес ввели визначення топологічного порядку дальньої дії, що відповідає дислокаційній теорії плавлення. Показано, що у 2D-кристалі при низьких температурах дислокації з вектором Бюргерса b, як правило, утворюють тісно пов'язані дипольні пари з результуючим b=0. Імовірність появи одного дислокаційного простору у великій системі дуже мала, оскільки енергія E одиночної дислокації залежить від розміру системи A, як $E \sim \ln(A/A_0)$, де $A_0 \sim b^2$. Виявлено, що при високих температурах, вище деякої критичної температури T_C, спонтанно з'являються дислокації, при цьому пара пов'язаних дислокацій (або вихорів) дисоціює. Цей метод можна застосувати до 2D-моделі XY. Нехтуючи взаємодіями між вихорами, було записано, що для 2D-моделі XY існує умова

$$k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{C}} = \pi J, \qquad (1)$$

де J- константа спін-спінового зв'язку.

У той час, як у 2D-моделі XY логарифмічно великий енергетичний бар'єр $V(r) \sim -\ln(r)$, стабілізує топологічний порядок, утворений пов'язаними парами вихрових конфігурацій, показано, що у випадку 2D-моделі Гейзенберга не існує топологічного порядку, оскільки енергетичні бар'єри, що розділяють різні конфігурації, малі, це дозволяє здійснювати постійні зміни між окремими конфігураціями.

Багато теоретичних досліджень показали, що фазові переходи в 2D-системах, таких як гранульовані надпровідні плівки, надрідкі плівки, 2D-кристали тощо, при безперервній симетрії параметра порядку, можуть бути описані за допомогою 2D-моделі XY [4]. Ці топологічні фазові переходи пов'язані з дисоціацією пар топологічних збуджень (2D вихори у надпровідних або надрідких плівках, 2D дислокації в 2D кристалах, дипольні пари протилежно заряджених частинок у 2D плазмі тощо) і належать до універсального класу, який має назву перехід Березінського-Костерліца-Безолеса (БКБ), що проходить при критичній температурі T_{BKT}.

Класична двовимірна модель XY (або плоска модель ротатора) - це система спінів, які обертаються в площині решітки. Для простоти розглянемо просту квадратну решітку з постійною **a**. Тоді гамільтоніан системи є

$$H = -J\sum_{i,j} S_i S_J = -J\sum_{i,j}\cos(\phi_i - \phi_j) \tag{2}$$

де $J > 0$, сума *i, j* проходить лише через найближчих сусідів, ϕ_i- це кут, між *i*-спіном та довільною віссю, і $S_i = s(\cos\phi_i, \sin\phi_i, 0)$.

Класична 2D-модель плоского ротатора (2) представляє парадигматичний приклад поведінки БКТ. У 2D-моделі XY збудження поділяються на спінові хвилі та вихори, де останні відповідають за топологічний фазовий перехід. Характерні особливості вихрової фази та переходу БКТ можна підсумувати наступним чином: при низьких температурах $T < T_{\text{БКТ}}$ всі вихори та антивихорі пов'язані з парами вихор (V) - антивихор (AV). Вони порушують феромагнітне впорядкування тільки в ближньому околі. Енергія такої пари $E_P \approx \ln(R)$, вплив вихорів на спіни, що лежать далеко від зв'язаних V-AV пар, незначний, отже, домінуючими збудженнями є спінові хвилі [5]. У цьому фаза спінових хвиль, двоточкова спінова кореляційна функція алгебраїчно згасає з відстанню, $< S^x_{r_0} S^x_{r_0+r} > \approx r^{-\eta}$, за ступеневою залежністю від r з показником, $\eta(T) \approx T$, досягаючи при $T = T_{\text{БКТ}}$ критичного значення, $\eta_c \approx 1/4$ [5-7]. Польова поведінка БКТ у сполуках з $S = 1/2$ експериментально спостерігалась у $Cu(tn)Cl_2$, $Cu(en)(H_2O)_2SO_4$ (*en* = $C_2H_8N_2$, *tn* = $C_3H_{10}N_2$). У всіх випадках на основну особливість БКТ вказувало немонотонне підвищення температури переходу зі збільшенням магнітного поля. Дослідження методом Монте-Карло квазі-2D антиферомагнетиків показали, що немонотонна поведінка може спостерігатися лише у сильно просторово анізотропних магнітах.

Теоретичні дослідження [8] показали, що така польова поведінка БКТ може експериментально спостерігатись у досить великих магнітних полях, що діють на квазі-2D антиферомагнетики, щоб переважати над малими прошарковими зв'язками та власними спіновими анізотропіями, присутніми в реальних системах. Незважаючи на те, що молекулярні магніти на основі Cu(II) розглядаються, як системи з досить малим J, відповідні поля насичення, B_{sat}, становлять від 20 до 50 Тл, що не є звичайними полями, і вивчення поведінки БКТ, навіть в околі насичення, непросте. З іншого боку, системи $Cu(tn)Cl_2$ і $Cu(en)(H_2O)_2SO_4$ з їх ефективним внутрішнім зв’язком шарів $J/k_B \approx 3$ K і поля насичення близько 6Тл, дуже зручні для вивчення магнітних фазових діаграм. Обидві сполуки були досліджені в роботах [8,9] та визначені як квазівимірні антиферомагнетики Гейзенберга S= 1/2.

Ближня магнітна кореляція була описана в рамках моделі антиферомагнітної (HAF) квадратної решітки Гейзенберга з ефективним зв'язком $J/k_B \approx 3$K. Гамільтоніан цієї системи

$$H = -J\sum_{i,j}(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + \lambda S_i^z S_j^z)\,, \qquad (3)$$

з λ = 1). Слабкий зв'язок, $J' \approx 10^{-3} J$, спричиняє відхилення від ідеальної двовимірної поведінки, що призводить до виникнення магнітного далекого порядку (LRO), що чітко проявляється в системі $Cu(en)(H_2O)_2SO_4$, при появі невеликої λ - подібної специфічної теплової аномалії при T_C = 0.91 K. Різка аномалія спостерігається як у порошку, так і в монокристалічному матеріалі. З іншого боку, в $Cu(tn)Cl_2$, ніяких доказів LRO не спостерігалося аж до 60 мK.

Індукована полем аномалія в теплоємності з'являється в скінченних магнітних полях, і ця особливість пояснюється індукованим полем переходом БКТ. В нульовому полі магнітна питома теплоємність $Cu(en)(H_2O)_2SO_4$ і $Cu(tn)Cl_2$ демонструє майже ідентичну поведінку, типову для внеску короткодіючих магнітних кореляцій. Значні відмінності, що спостерігаються при низьких температурах, можуть відображати різницю принаймні в міцності та геометрії міжшарових взаємодій, а також у спіновій анізотропії.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Berezinskii V. L. Destruction of Long-range Order in One-dimensional and Two-dimensional Systems having a Continuous Symmetry Group I. Classical Systems // Sov. Phys. JETP. – 1971. – V. 32, – P. 493.

2. Berezinskii V. L. Destruction of Long-range Order in One-dimensional and Two-dimensional Systems Possessing a Continuous Symmetry Group. II. Quantum Systems // Sov. Phys. JETP. – 1971. – V. 34, – P. 610.

3. Kosterlitz M. J., Thouless D. J. Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems // J. Phys. C: Solid State Phys. – 1973.– V. 6, – P. 1181.

4. Minnhagen P. The two-dimensional Coulomb gas, vortex unbinding, and superfluid-superconducting films // Rev. Modern Phys. –1987. – V. 59, – P. 1001.

5. Kosterlitz M. J. The critical properties of the two-dimensional xy model // – 1974.– V.7. – P. 1046.

6. Nelson D.R., Kosterlitz M. J. Universal Jump in the Superfluid Density of Two-Dimensional Superfluids // Phys. Rev. Lett. – 1977. – V. 39, – P. 1201-1205.

7. Gupta R , Baillie C. F. Critical behavior of the two-dimensional *XY* model // Phys. Rev B. – 1992. – V. 45, – P. 2883.

8. Cuccoli A., Roscilde T., Vaia R., Verruchi P. // J. Magn. Magn. Mater. – 2004.
– V. 884. – P. 272-276.

9. Y. Kohama, M. Jaime, O. E. Ayala-Valenzuela, R. D. McDonald, E. D. Mun, J. F. Corbey, and J. L. Manson // Phys. Rev. B. – 2011. V. 84. – P. 84402.