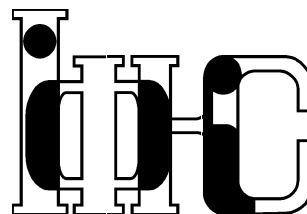


Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

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/>)

Національна академія наук України



ІНСТИТУТ
ФІЗИКИ
КОНДЕНСОВАНИХ
СИСТЕМ

Ігор Васильович Стасюк
Олег Анатолійович Воробйов

ЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР І ФАЗОВІ ДІАГРАМИ
ДВОПІДГРАТКОВОЇ МОДЕЛІ ЖОРСТКИХ БОЗОНІВ

Роботу отримано 9 грудня 2012 р.

Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку відділом квантової статистики

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені

ICMP-12-10U

І.В.Стасюк, О.Воробйов

ЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР І ФАЗОВІ ДІАГРАМИ
ДВОПІДГРАТКОВОЇ МОДЕЛІ ЖОРСТКИХ БОЗОНІВ

ЛЬВІВ

УДК: 538.931, 538.911, 538.941

PACS: 03.75.Nh, 03.75.Lm, 75.10.Pq

Енергетичний спектр і фазові діаграми двопідграткової моделі жорстких бозонів

І.В.Стасюк, О.Воробйов

Анотація. Для двопідграткової моделі жорстких бозонів в рамках наближення хаотичних фаз розраховано спектральні густини у різних фазах та побудовано фазові діаграми. Показано, що зарядовпорядкована фаза (CDW) характеризується розташуванням рівня хімічного потенціалу у області щілини на спектральній густині. У фазі “моттівського діелектрика” (MI) хімічний потенціал розташований вище (або нижче) обох зон, натомість у фазі “бозе-конденсату” (SF) він розташований всередині зони. Побудовані фазові діаграми також дозволяють проаналізувати перехід між CDW, SF та MI фазами при різних температурах та інших параметрах системи.

Energy spectrum and phase diagrams of two-sublattice hard-core boson model

I.V.Stasyuk, O.Vorobyov

Abstract. The spectral density and phase diagrams have been obtained for two-sublattice Hard-core boson model in frames of random phase approximation approach. Chemical potential level in charge ordered phase (CDW) is located in the gap between the bands. In Mott insulator phase (MI) the chemical potential level is either above or below both bands while in bose-condensate (also called superfluid or SF) phase it is localized within one of the bands. The phase diagrams illustrate the transitions between these phases at various temperatures and other model parameters.

Подається в Condens. Matter Phys.

Submitted to Condens. Matter Phys.

1. Вступ

Задача про рівноважні стани та енергетичний спектр квантового граткового бозе-газу, що описується у підході жорстких бозонів (при обмеженні на числа заповнення $n_i = 0, 1$), є у полі уваги дослідників у зв'язку з широкими можливостями застосування даної моделі, починаючи з теорії квантових ефектів у рідкому гелії [1, 2]. Модель використовувалась при описі надпровідності локально зв'язаних електронних пар [3], фізичних властивостей системи джозефсонівських контактів [4], іонної провідності в кристалах [5, 6]. Протягом останніх років підхід жорстких бозонів набув нової популярності у зв'язку з дослідженням поведінки ультрахолодних атомів у оптичних гратках. При довільних заповненнях локальних позицій частинок тут звичайно використовують модель Бозе-Хаббарда (див. огляд [7]). Її граничним випадком при великому одноузловому відштовхуванні ($U \rightarrow \infty$), коли потенціальні ями є достатньо глибокими, є саме модель жорстких бозонів. У даній роботі ця модель розглядається для гратки з нееквівалентними вузлами. Береться найпростіший випадок двопідграткової структури. Кристалічна гратки вважається центросиметричною – типу кубічної чи тетрагональної; частинки, залежно від підгратки, мають різну енергію у локальних позиціях на вузлах ($\varepsilon_A \neq \varepsilon_B$, де A і B – індекси підграток). Така модель вже вивчалася у зв'язку з описом термодинамічних властивостей бозе-атомів у складних оптичних гратках [9–11]. Основна увага спрямовувалась на з'ясування умов, при яких у системі при $T = 0$ настає бозе-конденсація, та на побудову відповідних фазових діаграм. Термодинаміка моделі при $T \neq 0$ та особливості її бозонного спектру в різних фазах наразі залишилися поза увагою. Їх вивченню і присвячена дана робота.

2. Енергетичний спектр та фазові діаграми

Нашою метою є, зокрема, дослідження енергетичного спектру моделі та одночастинкових спектральних густин, а також їх перебудови при переходах до фази з бозе-конденсатом (т.зв. SF-фази) та до фаз типу MI (моттівський діелектрик) чи CDW (фаза з модуляцією густини) з енергетичними щілинами у спектрі. Розрахунки проведено методом двочасових функцій Гріна у наближенні хаотичних фаз (НХФ), використовуючи схему, наведену в роботі [8].

Гамільтоніан жорстких бозонів на гратці

$$H = - \sum_{ij} t_{ij} b_i^+ b_j + (\varepsilon_0 - \mu) \sum_i n_i - \sum_{ij} K_{ij} n_i n_j, \quad (1)$$

де b_i, b_i^+ – оператори Паулі, після переходу до псевдоспінового представлення ($b_i = S_i^+, b_i^+ = S_i^-$) та узагальнення на випадок двох підграток ($\alpha = A, B$) записується у вигляді

$$H = - \sum_{\alpha} h_{\alpha} \sum_n S_{n\alpha}^z - \sum_{n\alpha} \sum_{n'\beta} J_{nn'}^{\alpha\beta} (S_{n\alpha}^x S_{n'\beta}^x + S_{n\alpha}^y S_{n'\beta}^y) - \sum_{n\alpha} \sum_{n'\beta} K_{nn'}^{\alpha\beta} S_{n\alpha}^z S_{n'\beta}^z. \quad (2)$$

Параметр “поперечної” взаємодії між псевдоспінами $J_{nn'}^{\alpha\beta}$ описує перенос частинок, а параметр “поздовжньої” взаємодії $K_{nn'}^{\alpha\beta}$ – взаємодію між бозе-частинками у сусідніх вузлах гратки. Тут $h = \varepsilon_{\alpha} - \mu - \sum_{n'\beta} K_{nn'}^{\alpha\beta}$ – “поле”, що діє на псевдоспін у підгратці α .

Після виділення гамільтоніана середнього поля H_{MF} та його діагоналізації шляхом перетворення повороту

$$\begin{aligned} S_{n\alpha}^z &= \sigma_{n\alpha}^z \cos \vartheta_{\alpha} + \sigma_{n\alpha}^x \sin \vartheta_{\alpha}, \\ S_{n\alpha}^x &= \sigma_{n\alpha}^x \cos \vartheta_{\alpha} - \sigma_{n\alpha}^z \sin \vartheta_{\alpha}, \end{aligned} \quad (3)$$

отримано рівняння, що визначають кути ϑ_{α} . Розв’язок, при якому $\sin \vartheta_A = \sin \vartheta_B = 0$, характеризує нормальні фази (MI, CDW), а при $\sin \vartheta_{\alpha} \neq 0$ існує SF-фаза. Для неї середнє $\langle S_{\alpha}^x \rangle$, що є параметром порядку, відмінне від нуля (при цьому $\langle S_{\alpha}^z \rangle = -\langle \sigma_{\alpha}^z \rangle \sin \vartheta_{\alpha}$).

Умовою переходу до SF-фази є розбіжність функції Гріна жорстких бозонів $\langle \langle S^+ | S^- \rangle \rangle_{q,\omega}$ на нульовій частоті при $\vec{q} = 0$ (якщо прямувати до границі між фазами зі сторони нормальної фази).

При побудові рівнянь для псевдоспінових функцій Гріна використано лінеаризовані рівняння руху для операторів $\hat{\sigma}$:

$$\begin{aligned} [\sigma_{i\alpha}^x, \hat{H}] &= E_{\alpha} i \sigma_{i\alpha}^y - \langle \sigma_{\alpha}^z \rangle \sum_{n'} 2 J_{ln'}^{AB} i \sigma_{n'\beta}^y, \\ [\sigma_{i\alpha}^y, \hat{H}] &= -E_{\alpha} i \sigma_{i\alpha}^x \\ &+ \langle \sigma_{\alpha}^z \rangle \sum_{n'} 2 [J_{ln'}^{AB} \cos \vartheta_A \cos \vartheta_B + K_{ln'}^{AB} \sin \vartheta_A \sin \vartheta_B] i \sigma_{n'\beta}^x, \quad (4) \\ [\sigma_{i\alpha}^z, \hat{H}] &= 0 \end{aligned}$$

(дані рівняння отримуються при розщепленнях в дусі НХФ). Тут

$$\begin{aligned} E_{\alpha} &= h_{\alpha} \cos \vartheta_{\alpha} + \langle \sigma_{\beta}^z \rangle [J^{AB}(0) \sin \vartheta_A \sin \vartheta_B \\ &+ K^{AB}(0) \cos \vartheta_A \cos \vartheta_B], \quad (\alpha \neq \beta). \end{aligned} \quad (5)$$

В результаті для функцій Гріна, побудованих на операторах $\sigma_{i\alpha}^{x,y,z}$, одержуємо систему рівнянь

$$\begin{aligned} \hbar\omega \langle \langle \sigma_{iA}^x | \sigma_{i'A}^x \rangle \rangle &= iE_A \langle \langle \sigma_{iA}^y | \sigma_{i'A}^x \rangle \rangle \\ &- i \langle \sigma_A^z \rangle \sum_{n'} (J_{ln'}^{AB} + J_{n'l}^{BA}) \langle \langle \sigma_{n'B}^y | \sigma_{i'A}^x \rangle \rangle, \\ \hbar\omega \langle \langle \sigma_{iA}^y | \sigma_{i'A}^x \rangle \rangle &= -i \frac{\hbar}{2\pi} \delta_{ll'} \langle \sigma_A^z \rangle - iE_A \langle \langle \sigma_{iA}^y | \sigma_{i'A}^x \rangle \rangle \\ &+ i \langle \sigma_A^z \rangle \sum_{n'} (L_{ln'}^{AB} + L_{n'l}^{BA}) \langle \langle \sigma_{n'B}^x | \sigma_{i'A}^x \rangle \rangle, \\ \hbar\omega \langle \langle \sigma_{iB}^x | \sigma_{i'A}^x \rangle \rangle &= iE_B \langle \langle \sigma_{iB}^y | \sigma_{i'A}^x \rangle \rangle \\ &- i \langle \sigma_B^z \rangle \sum_{n'} (J_{ln'}^{BA} + J_{n'l}^{AB}) \langle \langle \sigma_{n'A}^y | \sigma_{i'A}^x \rangle \rangle, \\ \hbar\omega \langle \langle \sigma_{iB}^y | \sigma_{i'A}^x \rangle \rangle &= -iE_B \langle \langle \sigma_{iB}^x | \sigma_{i'A}^x \rangle \rangle \\ &+ i \langle \sigma_B^z \rangle \sum_{n'} (L_{ln'}^{BA} + L_{n'l}^{AB}) \langle \langle \sigma_{n'A}^x | \sigma_{i'A}^x \rangle \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

де

$$L_{ln'}^{AB} = J_{ln'}^{AB} \cos \vartheta_A \cos \vartheta_B + K_{ln'}^{AB} \sin \vartheta_A \sin \vartheta_B. \quad (7)$$

Після фур’є-перетворення матриць взаємодії між псевдоспінами

$$\begin{aligned} J(\vec{q}) &= \sum_{n-n'} (J_{nn'}^{AB} + J_{n'n}^{BA}) e^{i\vec{q}(\vec{R}_{nA} - \vec{R}_{n'B})}, \\ K(\vec{q}) &= \sum_{n-n'} (K_{nn'}^{AB} + K_{n'n}^{BA}) e^{i\vec{q}(\vec{R}_{nA} - \vec{R}_{n'B})}, \end{aligned} \quad (8)$$

і, відповідно, функцій Гріна $\langle \langle \sigma^{\alpha} | \sigma^{\beta} \rangle \rangle$ матимемо

$$\begin{aligned} \hbar\omega G_{AA}^{xx} &= iE_A G_{AA}^{yx} - i \langle \sigma_A^z \rangle J(\vec{q}) G_{BA}^{yx}, \\ \hbar\omega G_{AA}^{yx} &= -i \frac{\hbar}{2\pi} \langle \sigma_A^z \rangle - iE_A G_{AA}^{xx} + i \langle \sigma_A^z \rangle L(\vec{q}) G_{BA}^{xx}, \\ \hbar\omega G_{BA}^{xx} &= iE_B G_{BA}^{yx} - i \langle \sigma_B^z \rangle J(\vec{q}) G_{BA}^{yx}, \\ \hbar\omega G_{BA}^{yx} &= -iE_B G_{BA}^{xx} + i \langle \sigma_B^z \rangle L(\vec{q}) G_{AA}^{xx}, \end{aligned} \quad (9)$$

причому для нормальної фази $L(\vec{q}) = J(\vec{q})$.

Система рівнянь (9) легко розв'язується. Кінцевим результатом є вирази для матричних функцій Гріна $\langle\langle S_\alpha^\mu | S_\beta^\nu \rangle\rangle_{q,w}$, та, відповідно $\langle\langle S_\alpha^\mu | S_\beta^\nu \rangle\rangle_{q,w}$, де індекси μ і ν відносяться до компонент $+$, $-$, z .

У нормальній фазі $\langle\langle S_\alpha^+ | S_\beta^- \rangle\rangle_{q,w} = \langle\langle \sigma_\alpha^+ | \sigma_\beta^- \rangle\rangle_{q,w}$. При $\alpha = \beta$ отримується

$$G_{\alpha\alpha}^{+-}(\vec{q}, w) \equiv \langle\langle \sigma_\alpha^+ | \sigma_\alpha^- \rangle\rangle_{q,w} = \frac{\hbar}{\pi} \langle\sigma_\alpha^z\rangle \frac{h\omega - E_\beta}{(\hbar\omega - E_\alpha)(\hbar\omega - E_\beta) - \Phi_q^2}, \quad (10)$$

де $\Phi_q^2 = \langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle J^2(\vec{q})$, причому середнє $\langle\sigma_\alpha^z\rangle \equiv \frac{1}{2}th \frac{\beta E_\alpha}{2}$.

З формули (6) визначається спектр бозонних збуджень

$$\varepsilon_{1,2}(\vec{q}) = h \pm \sqrt{\delta^2 + \langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle J^2(\vec{q})}. \quad (11)$$

Тут використано позначення $h = \frac{E_A + E_B}{2}$; $\delta = \frac{E_A - E_B}{2}$.

Отриманий спектр володіє наступними властивостями:

При $\delta = 0$ (позиції А і В еквівалентні; кристал не розділяється на підгратки і період гратки є вдвічі менший):

$$\varepsilon_{1,2}(q) = h \pm |\langle\sigma^z\rangle| J(\vec{q}), \quad \langle\sigma^z\rangle = -\frac{1}{2}th \frac{\beta h}{2} \quad (12)$$

Є одна зона $\varepsilon(q) = h - \langle\sigma^z\rangle J(\vec{q})$ в межах вдвічі більшої (за об'ємом) зони Бриллюена.

При $\delta \neq 0$; $\delta > 0$.

Існують зони, межі яких визначаються нерівностями, що в залежності від знака добутку $\langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle = \frac{1}{4}th \frac{\beta}{2}(h+\delta)th \frac{\beta}{2}(h-\delta)$ мають наступний вигляд

$$\left. \begin{aligned} h + \delta < \varepsilon_1(q) < h + \sqrt{\delta^2 + \langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle J^2(0)} \\ h - \sqrt{\delta^2 + \langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle J^2(0)} < \varepsilon_2(q) < h - \delta \end{aligned} \right\} \langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle > 0$$

та

$$\left. \begin{aligned} h + \sqrt{\delta^2 + \langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle J^2(0)} < \varepsilon_1(q) < h + \delta \\ h - \delta < \varepsilon_2(q) < h - \sqrt{\delta^2 + \langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle J^2(0)} \end{aligned} \right\} \langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle < 0.$$

У першому з цих випадків ($\langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle > 0$), який реалізується при $h - \delta > 0$, завжди існують дві окремі зони; щілина між ними зникає тільки в границі $\delta \rightarrow 0$. Хімічний потенціал (розташуванню якого на шкалі енергій відповідає точка $\varepsilon = 0$) знаходиться вище або нижче зон $\varepsilon_1(q)$ і $\varepsilon_2(q)$ (Рис. 1а). У другому випадку ($\langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle < 0$), якому відповідають нерівності $h - \delta < 0$; $h + \delta > 0$, дві окремі зони

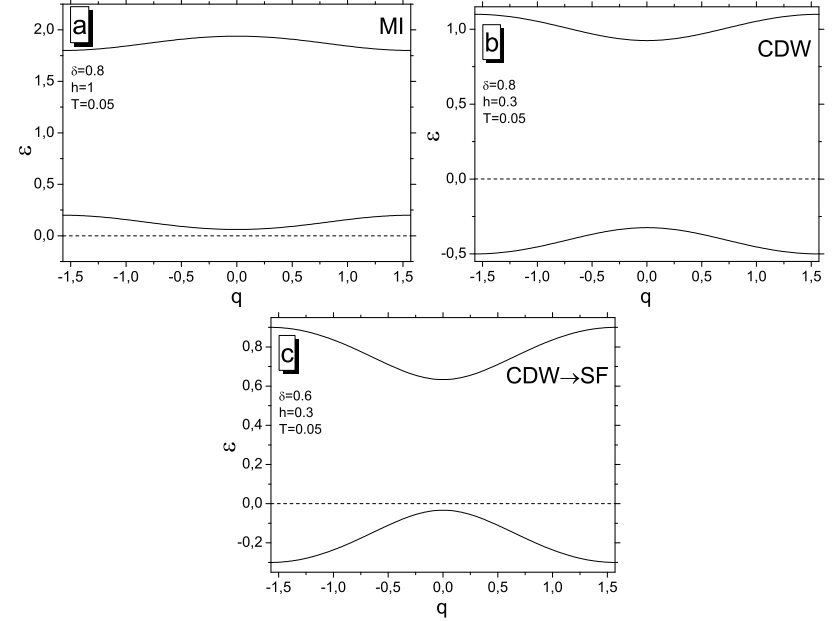


Рис. 1. Закон дисперсії для MI-фази (а), CDW-фази (б) і CDW фази поблизу переходу в SF (с). Пунктирна лінія вказує на рівень розташування хімічного потенціалу.

існують лише при $\delta > |\langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle| J(0)$. При порушенні даної умови щілина зникає (при $T = 0$ це настає при $\delta = \delta_c \equiv \frac{1}{2}J(0)$). Коли ж зони розділені, у нормальній фазі хімічний потенціал розміщений між ними (Рис. 1б). Нестійкість, пов'язана із переходом до SF фази, виникає тоді, коли при зміні температури чи хімічного потенціалу останній доторкається до однієї з зон (Рис. 1с). При $J(0) > 0$ ($t_{ij} > 0$) це відбувається завжди в точці $\vec{q} = 0$. Умовою, при якій це реалізується, є

$$h^2 = \delta^2 + \langle\sigma_A^z\rangle \langle\sigma_B^z\rangle J^2(0). \quad (13)$$

Два рівняння, які звідси випливають, дають можливість побудувати на площинах $(J(0), h)$ і (T, h) фазові діаграми, на яких виділяються області існування SF фази та нормальної (MI, CDW) фази. Діаграма, подана на Рис. 2, ілюструє зміну форми кривої рівноваги фаз на площині $(J(0), h)$ при підвищенні температури (при $T = 0$ крива рівноваги фаз відповідає отриманій в роботах [7,8]). Існує критичне значення різниці енергій частинок у підгратках ($\delta = \delta_c$), при

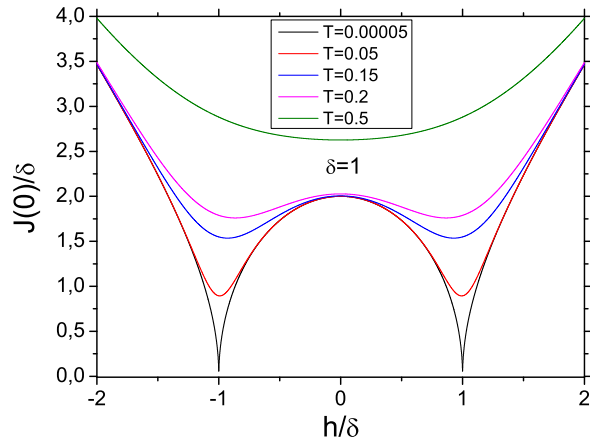


Рис. 2. Низькотемпературна фазова діаграма двопідграткової моделі жорстких бозонів. Енергетичні величини подано в одиницях $\delta = \frac{1}{2}(\varepsilon_A - \varepsilon_B)$.

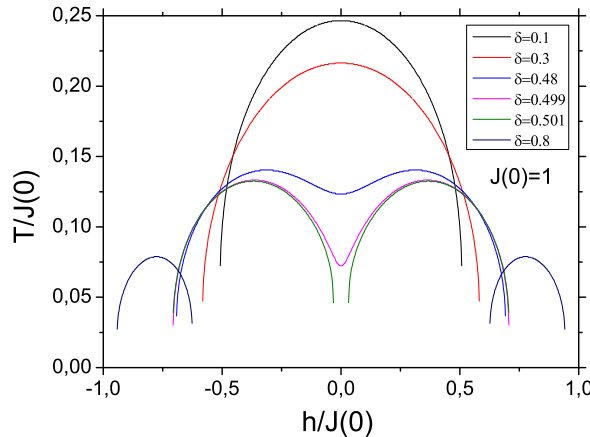


Рис. 3. Фазова (T, h) діаграма при різних значеннях δ . Енергетичні величини подано в одиницях $J(0)$.

перевищенні якого область існування SF фази на (T, h) площині розділяється на дві (Рис. 3). Цей результат узгоджується з даними згаданих вище робіт, де дослідження були обмежені випадком $T = 0$. Відповідно, при $\delta > \delta_c$ існують дві критичні точки при $T \neq 0$.

Нормальна фаза у проміжній області значень хімпотенціалу має характер, подібний до зарядового впорядкування (CDW), в той час як при великих додатніх (або від'ємних) значеннях h це є фаза типу моттівського діелектрика (MI) (Рис. 1). Даний висновок підтверджують результати розрахунку одночастинкової спектральної густини

$$\begin{aligned} \rho_\alpha(\omega) &= -\frac{1}{N} \sum_q 2\text{Im} \langle \langle S_\alpha^+ | S_\alpha^- \rangle \rangle_{q, \omega + i\varepsilon} \\ &= \frac{2}{N} \sum_q \langle \sigma_\alpha^z \rangle \left[A_{1,2}^\alpha(q) \delta \left(\omega - \frac{\varepsilon_1(q)}{\hbar} \right) + A_2^\alpha(q) \delta \left(\omega - \frac{\varepsilon_2(q)}{\hbar} \right) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

де

$$A_{1,2}^A(q) = \frac{1}{2} \pm \frac{\delta}{2\sqrt{\delta^2 + \Phi^2(q)}},$$

а вираз для $A_{1,2}^B(q)$ отримується з $A_{1,2}^A(q)$ заміною $A \leftrightarrow B$ ($\delta \rightarrow -\delta$).

Це впливає з розкладу на прості дроби

$$\begin{aligned} \frac{\hbar\omega - E_A}{(\hbar\omega - E_A)(\hbar\omega - E_B - \Phi_q^2)} &= \left(\frac{1}{2} + \frac{E_A - E_B}{\sqrt{(E_A - E_B)^2 + \Phi_q^2}} \right) \frac{1}{\hbar\omega - \varepsilon_1(q)} \\ &+ \left(\frac{1}{2} - \frac{E_A - E_B}{\sqrt{(E_A - E_B)^2 + \Phi_q^2}} \right) \frac{1}{\hbar\omega - \varepsilon_2(q)}. \end{aligned} \quad (15)$$

Використовуючи незбурену густину станів

$$\rho_0(z) = \frac{1}{N} \sum_q \delta(z - J(q)),$$

можна, наприклад, для $\alpha = A$ переписати формулу (14) у вигляді

$$\begin{aligned} \rho_A(\omega) &= \int_{-J(0)}^{J(0)} dz \rho_0(z) \\ &\times \left\{ \left(\frac{1}{2} + \frac{\delta}{2\sqrt{\delta^2 + \langle \sigma_A^z \rangle \langle \sigma_B^z \rangle z^2}} \right) \delta \left(\omega - \frac{1}{\hbar} \left[h + \sqrt{\delta^2 + \langle \sigma_A^z \rangle \langle \sigma_B^z \rangle z^2} \right] \right) \right. \\ &+ \left. \left(\frac{1}{2} - \frac{\delta}{2\sqrt{\delta^2 + \langle \sigma_A^z \rangle \langle \sigma_B^z \rangle z^2}} \right) \delta \left(\omega - \frac{1}{\hbar} \left[h - \sqrt{\delta^2 + \langle \sigma_A^z \rangle \langle \sigma_B^z \rangle z^2} \right] \right) \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

При числових розрахунках, результати яких наведено нижче, використовується напівеліптична функція $\rho_0(z) = \frac{1}{\pi J^2(0)} \sqrt{J^2(0) - z^2}$.

Графіки для функцій $\rho_A(\omega)$ і $\rho_B(\omega)$ проілюстровані на рис. 5 для випадку нормальної фази.

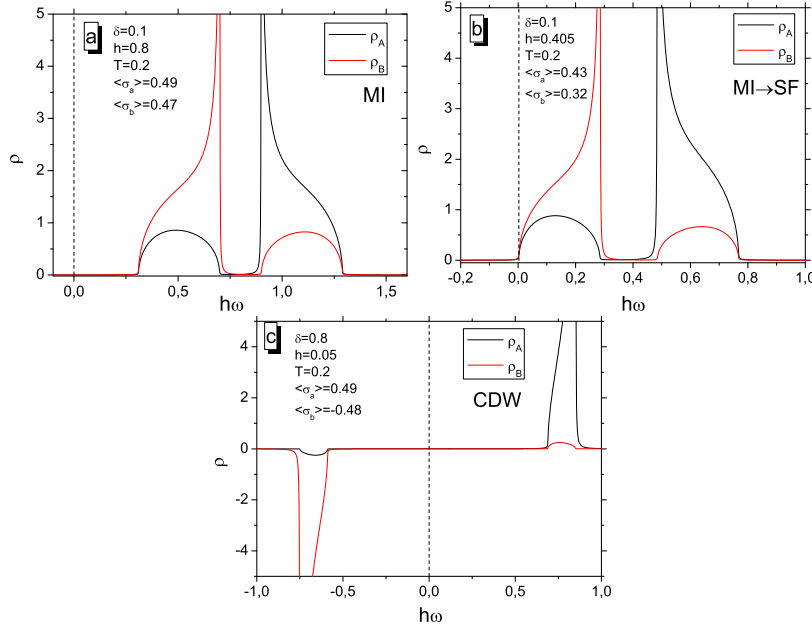


Рис. 4. Одночастинкова спектральна густина для підґраток A і B у наближенні хаотичних фаз; випадок нормальної фази.

Для CDW фази (Рис. 4c) хімпотенціал розташований у щілині між смугами $\rho_\alpha(\omega)$; функція $\rho_\alpha(\omega)$ приймає у них протилежні за знаком значення ($\rho_\alpha(\omega) < 0$ при $\hbar\omega < \mu$ і $\rho_\alpha(\omega) > 0$ при $\hbar\omega > \mu$). У випадку MI фази (Рис. 4a) хімпотенціал знаходиться по один бік від смуг $\rho_\alpha(\omega)$. Перебудова форми спектральної густини при переході $MI \rightarrow SF$, коли починає з'являтися від'ємна смуга функції $\rho_\alpha(\omega)$, Рис. 4b, відповідає даним робіт [12, 13], а також результатам досліджень узагальненої моделі жорстких бозонів з переносом по збуджених станах [14]. Додаткове розщеплення смуг є наслідком нееквівалентності позицій ($\varepsilon_A \neq \varepsilon_B$) і наявності надструктури.

Поведінка функції $\rho_\alpha(\omega)$ узгоджується за своїм характером з даними числових розрахунків, проведених в [15] методом точної діагоналізації для одновимірних ($d = 1$) ланцюжкових структур. Роль по-

ля δ , яке призводить до нееквівалентності підґраток, відіграє у цьому випадку внутрішнє самоузгоджене поле, викликане міжвузловою взаємодією. Форма спектральних густин у різних фазах, отримана у даній роботі, дозволяє ідентифікувати рівноважні стани на фазових діаграмах, побудованих для $d = 1$ числовим методом.

3. Висновки

На основі наближення хаотичних фаз розраховано спектральні густини двоїдґраткової моделі жорстких бозонів та проаналізовано характерні особливості форми спектральної густини в різних фазах. Такими особливостями є

- розташування рівня хімічного потенціалу у області міжзонної щілини для зарядовпорядкованої фази (CDW)
- розташування рівня хімічного потенціалу вище (або нижче) обох зон для фази моттівського діелектрика (MI)
- розташування хімічного потенціалу в зоні для фази бозе-конденсату (SF)

Отримано рівняння, що описує перехід в фазу типу бозе-конденсату (відому також як superfluid або SF) та побудовано відповідні фазові діаграми при різних температурах. Підвищення температури призводить до поступового зникнення впорядкованої фази типу CDW, водночас область існування SF-фази з підвищенням температури також зменшується.

Література

1. H. Matsuda, T. Tsuneto, Suppl. Progr. Theor. Phys., 1970, **46**, 411.
2. K. Lin, M. Fisher, J. Low. Temp. Phys., 1990, **79**, 251.
3. R. Micnas, J. Ranninger, S. Robaszkiewicz, Rev. Mod. Phys., 1990, **62**, 113.
4. G.A. Czathy, J.D. Reppy, M.H.W. Chan, Phys. Rev. Lett., 2003 **91**, 135301.
5. G. D. Mahan, Phys. Rev. B, 1976, **14**, 780.
6. I. V. Stasyuk, I. R. Dulepa, Condens. Matter Phys., 2007, **10**, 259.
7. I. Bloch, J. Dalibard, W. Zwerger, Rev. Mod. Phys., 2008, **80**, 885.
8. I. V. Stasyuk, I. R. Dulepa, J. Phys. Studies, 2009, **13**, 2701.
9. Iskin M., Eur. Phys. J., 2012, **85**, 76.

10. I. Hen, M. Iskin, M. Rigol, Phys. Rev. B, 2010, **81**, 064503.
 11. C. Pich, E. Frey, Phys. Rev., 1998, **57**, 13712.
 12. Y. Ohashi, M. Kitaura, H. Matsumoto, Phys. Rev. A, 2006, **73**, 033617.
 13. C. Menotti, N. Trivedi, Phys. Rev. B, 2008, **77**, 235120.
 14. I.V. Stasyuk, O.V. Velychko, Theor. Math.Phys., 2011, **168**, 1347.
 15. I.V. Stasyuk, O. Vorobyov, R.Ya. Stetsiv, Ferroelectrics, 2012, **426**, 6.
-

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. Sokolowski, *Lublin*; I. Stasyuk (Associate Editor), *Lviv*; J. Strečka, *Košice*; S. Thurner, *Vienna*; M. Tokarchuk, *Lviv*; I. Vakarchuk, *Lviv*; V. Vlachy, *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>