ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 5, № 2 (2001) с. 150–156

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 5, No. 2 (2001) p. 150–156

ВПЛИВ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ НА ЛОКАЛІЗАЦІЮ ЕЛЕКТРОННИХ ЗБУДЖЕНЬ У МОДЕЛІ СИЛЬНОГО ЗВ'ЯЗКУ З ДІЯГОНАЛЬНИМ БЕЗЛАДОМ

О. М. Возняк

Прикарпатський університет імені Василя Стефаника, кафедра фізики твердого тіла, вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ, 76025, Україна

(Отримано 12 червня 2001 р.; в остаточному вигляді — 24 жовтня 2001 р.)

Для електронів з діягональним безладом квадратної ґратки в постійному магнетному полі з використанням комп'ютерних методів побудовано замкнуті 4-, 6-, 8-, 10-, 12-, 14-, 16-, 18- і 20-крокові шляхи без самоперетинів. Обчислено загальну кількість діяграм із заданою довжиною периметра та розподіл їхніх площ. На основі цих даних побудовано фраґмент локаторного ряду для масового оператора. З використанням методики Паде-апроксимації досліджено умови збіжности цього ряду. Побудовано фазову діяграму локалізації для різних значень магнетного потоку через елементарну комірку. Показано, що магнетне поле зумовлює зменшення ділянки делокалізованих станів як з боку критичних значень енерґії, так і з боку критичної величини безладу.

Ключові слова: магнетне поле, діягональний безлад, локалізація.

PACS number(s): 72.10.-d, 72.20.-i, 71.30.+h

Електронні системи в магнетному полі характеризуються багатоманітністю фізичних явищ, серед яких найвідомішими є квантовий ефект Гола, мезоскопічні ефекти та вплив квантової інтерференції на низькотемпературну провідність невпорядкованих матеріялів. Цікава також проблема локалізації електронних збуджень у магнетному полі. На цю пору опубліковано значну кількість праць, що стосуються локалізації, індукованої випадковим магнетним полем [1,2]. Відомі також праці, у яких описано делокалізуючий вплив сильного магнетного поля [3]. У деяких роботах чисельними [4–6] та оцінними методами [7] показано, що постійне магнетне поле може сприяти локалізації. У нашій праці, використовуючи стандартну методику Андерсона [8] і комп'ютерний підрахунок розподілу площ діяграм, що відображають розклад масового оператора в локаторний ряд, ми дослідили вплив постійного магнетного поля на локалізацію в квазідвовимірних системах. Ми розглядаємо систему невзаємодіючих електронів з діягональним безладом на кубічній ґратці в постійному магнетному полі, паралельному до одного з кристалографічних напрямків кристала. При такому виборі напрямку поля воно впливає на динаміку електронів лише в кристалографічних площинах, перпендикулярних до напрямку поля. У напрямку ж поля рух електронів не зміниться. Тому фактично аналізуємо двовимірну задачу, гамільтоніян якої з урахуванням переходів лише між найближчими сусідами має вигляд [10]:

$$H = \sum_{i,n} \varepsilon_{i,n} a^{+}_{i,n} a_{i,n} + \frac{1}{2} \sum_{i,n} e^{2\pi i \frac{\Phi}{\Phi_0} n} V_1 a^{+}_{i+1,n} a_{i,n} + \sum_{i,n} V_2 a^{+}_{i,n} a_{i,n+1} + \text{e.c.}, \tag{1}$$

де $a^{+}_{i,n}\,(a_{i,n})$ — оператор породження (знищення) електрона на вузлі i n-го ланцюжка, $\varepsilon_{i,n}$ — енерґія електрона на i-му вузлі n-го ланцюжка, V_1 — матричний елемент переходу між сусідніми вузлами ланцюжків атомів, паралельних до векторного потенціялу магнетного поля, V_2 — матричний елемент переходу між сусідніми вузлами різних ланцюжків атомів, Φ — магнетний потік через елементарну комірку квадратної ґратки, $\Phi_0 = \frac{hc}{e}$ — квант магнетного потоку.

Енерґія електрона на вузлі є випадковою величиною, а різні $\varepsilon_{i,n}$ — незалежні між собою. Їх розподіл задається в моделі Андерсона звичайним чином [9]:

$$P(\varepsilon_{i,n}) = \begin{cases} \frac{1}{2W}, & |\varepsilon_{i,n}| < W, \\ 0, & |\varepsilon_{i,n}| > W. \end{cases} \tag{2}$$

Для дослідження властивостей локалізації електронних збуджень у такій системі зручно використати діягональні елементи вузлової функції Ґріна

$$G^{nn}_{ll} = \left\langle \left\langle a^{+}_{l,n}, a_{l,n} \right\rangle \right\rangle, \tag{3}$$

яка в енерґетичному зображенні визначається співвідношенням

$$G^{n,n}_{l,l}(E) = \frac{1}{E - \varepsilon_l - \sum(\mathbf{l}, E)}, \tag{4}$$

де $\sum(\mathbf{l}, E)$ — масовий оператор, що відповідає електронові на вузлі $\mathbf{l}(i,n)$.

Збудження локалізується на вузлі $\mathbf{l}$, якщо при $t \to \infty$ амплітуда $G_{ll}(t)$ буде скінченною. Останнє своєю чергою залежить від аналітичних властивостей масового оператора, так що перетворення в нуль його уявної частини при $E \to E_0 + i\varepsilon$ є необхідною умовою існування збудження з енерґією E, локалізованого на вузлі $\mathbf{l}$.

Таким чином, дослідження проблем локалізації мовою функцій Ґріна полягає у вивченні аналітичних властивостей масового оператора, для якого використаємо його зображення у вигляді локаторного ряду

$$\sum(\mathbf{l},E) = \sum_{l_1} V_{ll_1} g_{l_1} V_{l_1 l} + \sum_{l_1,l_2} V_{ll_1} g_{l_1} V_{l_1 l_2} g_{l_2} V_{l_2 l} + \ldots, \tag{5}$$

де $g_l = (E-\varepsilon_l)^{-1}$ — локатор, що відповідає вузлові $\mathbf{l}$. Графічне зображення цього ряду містить усі шляхи, що починаються у вузлі $\mathbf{l}$ і повертаються до нього в кінці шляху.

Проте цей ряд має низку недоліків, пов'язаних із розбіжностями, що виникають від урахування множників з малими енерґетичними знаменниками та відсутности в ряді правильних аналітичних властивостей, оскільки полюси масового оператора не збігаються з ε_l. Виходом із цієї ситуації є виключення із суми ряду членів, що пов'язують однакові вузли $\mathbf{l}$. Як наслідок, замість ряду (5), одержують перенормований ряд [11]:

$$\sum(\mathbf{l},E) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{l_1,\ldots,l_m} V_{ll_1} G_{l_1}^{l}(E) V_{l_1 l_2} G_{l_2}^{ll_1}(E) \ldots V_{l_{m-1} l} G_{l_m}^{ll_1 \ldots l_{m-1}}(E) V_{l_m l}, \tag{6}$$

де

$$G_{l_i}^{ll_1\ldots l_{i-1}}(E) = \left(E - \varepsilon_l - \sum\nolimits^{l_1\ldots l_{i-1}}(\mathbf{l},E)\right)^{-1},$$

а $\sum^{l_1\ldots l_{i-1}}(\mathbf{l},E)$ визначається рядом виду (6).

Із виразу (6) виключено ті індекси вузлів, які повторюються, тобто в кожному порядку теорії збурень підсумовування відбувається вздовж шляху без самоперетинів, що починається й закінчується на вузлі $\mathbf{l}$. При цьому процеси багатократного розсіювання з поверненням також ураховані введенням $\sum^{l_1 l_2 \cdots}(\mathbf{l},E)$ у вираз (6), що і забезпечує розгляд лише шляхів без самоперетинів.

Достатньою умовою локалізації збуджень є умова збіжности ряду (6). Оскільки члени ряду містять суми доданків різних знаків, доцільно дослідити абсолютну збіжність перенормованого локаторного ряду. За таких умов збіжність ряду (6) буде принаймні не гіршою від його абсолютної збіжности. При цьому модуль члена порядку $n+1$ дасть такий внесок:

$$\Big|\sum\nolimits^{n}(\mathbf{l},E)\Big| = \Big|\sum_{\Gamma_n} T_{\Gamma_n}(E)\Big|, \tag{7}$$

у якому підсумовування слід виконати за всіми шляхами без самоперетинів із n кроків, що починаються й закінчуються на $\mathbf{l}$-ому вузлі, а $T_{\Gamma_n}(E)$ — внесок у n-й член ряду одного такого шляху —

$$T_{\Gamma_n}(E) = V_{ll_1} G_{l_1}^{l}(E) V_{l_1 l_2} G_{l_2}^{ll_1} \ldots V_{l_n l}. \tag{8}$$

Під час дослідження збіжности перенормованого ряду виникає питання про розподіл імовірности величин $\sum^n(\mathbf{l},E)$ при $n \to \infty$. Уважаючи співмножники в кожному доданку (8) статистично незалежними, одержимо

$$\Big|\sum\nolimits^{n}(\mathbf{l},E)\Big| = \Big|\sum_{\Gamma_n} V_{ll_1} \tilde{G}_{l_1}^{l}(E) V_{l_1 l_2} \tilde{G}_{l_2}^{ll_1}(E) \ldots V_{l_n l}\Big|, \tag{9}$$

де

$$\ln \tilde{G}_{l}^{l_1 l_2 \ldots l_n}(E) = \left\langle \ln \left| \frac{1}{\left|E-\varepsilon_l - \sum^{l_1\ldots l_n}(\mathbf{l},E)\right|} \right| \right\rangle,$$

а кутові дужки означають усереднення за діягональним безладом.

Для спрощення розрахунків покладемо

$$\tilde{G}_l^{l_1 l_2 \ldots l_n}(E) \approx \exp\left\{-\langle \ln |E-\varepsilon_l| \rangle\right\}, \tag{10}$$

що, як відомо, мало впливає на кінцевий результат [7]. За відсутности магнетного поля для всіх V_{ll_1} можна прийняти $V_{ll_1} = V$ і дійти до результату Андерсона [8], для одержання якого потрібна інформація лише про повну кількість діяграм заданої довжини периметра і який є точним для ґратки Бете (дерева Кейлі). Для ґратки Бете легко вирахувати повну кількість діяграм заданої довжини, а збіжність ряду пов'язана з коефіцієнтом зв'язности ґратки

$$K = \lim_{n\to\infty} \frac{N_{n+1}}{N_n}, \tag{11}$$

де N_n — кількість незалежних замкнутих шляхів довжиною n. Проте таку ґратку, на жаль, важко реалізувати фізично, оскільки для неї кожен новий крок слід розглядати як такий, що здійснюється в новому вимірі простору нескінченої розмірности. Для ґратки Бете $K = Z - 1$.

У реальній ґратці не всі можливі кроки є незалежними, оскільки деякі з них приводять до перетинання гілок дерева і, як наслідок, до утворення циклів. Для уникнення цього необхідно видалити деякі з гілок, що викликають зниження коефіцієнта зв'язности порівняно із ґраткою Бете з такою ж самою кількістю найближчих сусідів. У цьому переважно й полягає уточнення теорії Андерсона для реальної ґратки [12].

Наявність магнетного поля, як відомо, спричиняє виникнення в інтеґралах переносу V_{ll_1} додаткового фазового множника, так званого фактора Паєрлса, тоді

$$V_{ll_1}^B = V_{ll_1} \exp\left(i\Phi_{ll_1}\right), \tag{12}$$

де $\Phi_{ll_1} = \frac{e}{2hc}\mathbf{B}\left[\mathbf{R}_l, \mathbf{R}_{l_1}\right]$.

Важливою властивістю цих факторів є те, що сума вздовж шляху Γ_n дорівнює потокові магнетного поля $\mathbf{B}$ через площадку S_{Γ_n}, який охоплюється контуром Γ_n і вимірюється в одиницях кванта магнетного потоку Φ_0. Тобто

$$\Phi_{\Gamma_n} = \Phi_{ll_1} + \Phi_{l_1 l_2} + \ldots + \Phi_{l_{n-1} l} = \Phi_0^{-1}\mathbf{B}\mathbf{S}_{\Gamma_n}. \tag{13}$$

Тоді одержимо

$$\sum\nolimits^n (\mathbf{l}, E) \approx V^{n+1} \Big| \sum_{\Gamma_n} \exp\left(i\Phi_{\Gamma_n}\right) \Big| \times \exp\left\langle -N \left\langle \ln |E-\varepsilon_k| \right\rangle \right\rangle. \tag{14}$$

Звідси видно, що вплив магнетного поля на локалізацію визначається розподілом площ S_{Γ_n} замкнутих шляхів без самоперетинів заданої довжини. Без детального підрахунку цих площ удається здійснити лише якісний аналіз впливу магнетного поля на локалізацію [7], який ґрунтується на тому, що, згідно із скейлінговою теорією шляхів без перетинів, середньоквадратичний розмір Γ_n дорівнює

$$\left\langle R^2 \right\rangle \sim N^{2\nu} a^2, \tag{15}$$

де a — постійна ґратки, а ν — критичний індекс так званої кореляційної довжини. Для приблизної оцінки середньої площі S_{Γ_n} можна взяти

$$S_{\Gamma_n} \sim \pi \left\langle R^2 \right\rangle \sim \pi a^2 N^{2\nu}. \tag{16}$$

Точніший аналіз впливу магнетного поля на локалізацію можна здійснити, лише маючи детальний розподіл площ шляхів без самоперетинів. Уже з якісного аналізу діяграм видно, що найменшу площу мають найбільш витягнуті діяграми. Площа такої діяграми-стовпчика дорівнює $S_{\Gamma_n}^{\min} = \left(\frac{n}{2} - 1\right) a^2$. Найбільшу площу охоплюють діяграми квадратної форми, якщо кількість кроків, які її утворюють, кратна чотирьом: $S_{\Gamma_n}^{\max} = \frac{n^2 a^2}{16}$. Коли ж кількість кроків діяграми кратна двом, але не кратна чотирьом, то найбільшу площу має прямокутна діяграма з мінімальною різницею між довжинами її сторін. У цьому випадку відповідна площа буде $S_{\Gamma_n}^{\max} = \left(\frac{n^2-4}{16}\right) a^2$.

Проте детальний розрахунок розподілу площ діяграм, очевидно, може бути здійснений лише комп'ютерними методами. Наші розрахунки базуються на зображенні ґратки за допомогою графа, вершини якого збігаються з її вузлами. Тоді задача побудови діяграм еквівалентна задачі про побудову всіх замкнутих шляхів (циклів), які починаються в деякій фіксованій точці і проходять лише один раз через підмножину вершин графа. А для реалізації цього завдання використано методику побудови шляхів Гамільтона, але без застосування умови обов'язкового проходження їх через кожну з вершин графа. Найпростіший алґоритм, який можна використати з цією метою, полягає в переборі всіх можливих послідовностей вузлів. Він вимагає ґенерування $n!$ (n — кількість кроків циклу) різних послідовностей, кожну з яких треба перевірити на предмет того, чи визначає вона відповідний шлях, а це збільшує кількість кроків обчислювальної процедури до величини $n!n$.

Ми використали метод, який дає змогу значно скоротити кількість кроків алгоритму і називається алґоритмом з поверненням (backtracking) [13]. Основна ідея методу полягає в тому, що на основі n-крокової послідовности відшукується такий крок, який дав би $(n+1)$-крокову послідовність. Якщо такого не знайдено, то робиться крок назад і відшукується інший n-ий крок, який продовжив би послідовність. Роботу цього алґоритму можна проілюструвати процесом пошуку на деякому дереві, кожній вершині якого відповідає певна кількість кроків. Об'єм обчислень за допомогою алґоритму з поверненням хоч і зменшується порівняно з випадком повного перебору, все ж залишається великим і експоненційно зростає зі збільшенням розмірности задачі.

Кількість кроків n	Площа діяграми $S_{\Gamma_n}(a^2)$	Кількість діяграм площею S_{Γ_n}	Повна кількість діяграм N_n	$(N_{n+2})/2N_n$
4	1	8	8	—
6	2	24	24	1.5
8	3	96	112	2.33
	4	16		
10	4	360	560	2.5
	5	160		
	6	40		
12	5	1320	2976	2.66
	6	960		
	7	528		
	8	144		
	9	24		
14	6	4872	16464	2.77
	7	4704		
	8	3752		
	9	2016		
	10	840		
	11	224		
	12	56		
16	7	18112	94016	2.86
	8	21632		
	9	20992		
	10	15424		
	11	9920		
	12	4832		
	13	2176		
	14	704		
	15	192		
	16	32		
18	8	67248	54948	2.92
	9	96192		
	10	107712		
	11	93312		
	12	75096		
	13	50112		
	14	31104		
	15	16416		
	16	7848		
	17	3168		
	18	1080		
	19	288		
	20	72		
20	9	249320	3273040	2.98
	10	415200		
	11	526400		
	12	514480		
	13	468680		
	14	373280		
	15	281280		
	16	189920		
	17	120400		
	18	69120		
	19	36560		
	20	17040		
	21	7480		
	22	2720		
	23	880		
	24	240		
	25	40		

Таблиця 1. Розподіл площ та кількости замкнутих діяграм без самоперетинів, утворених із n кроків.

Ще суттєвішого скорочення об'єму обчислень вдалося досягнути при умові припинення розрахунків на тих гілках дерева, для яких довжина шляху від кореня до гілки перевищує задану довжину, але не утворює циклів. У такий спосіб у рамках розумних часових затрат удалося реалізувати розрахунки, починаючи від найпростіших чотирикрокових діяграм до діяграм, утворених двадцятьма кроками.

На наступному етапі роботи програми здійснюємо розрахунок площ одержаних фіґур і підраховуємо їхню кількість. Обчислюємо площі діяграми шляхом підрахунку її внутрішніх вузлів, тобто вузлів, що знаходяться всередині утвореної фіґури і не належать її межі. Цей процес містить також низку перевірок того, чи вузол справді належить до внутрішніх. Результати розрахунків подано в таблиці 1. У таблиці також наведено відношення повної кількости діяграм, утворених із $n+2$ кроків, до кількости діяграм, утворених із n кроків: $(N_{n+2})/2N_n$. Якщо останнє зобразити графічно як функцію кількости кроків, з яких утворена відповідна діяграма (рис. 1), то, як видно із графіка, ця залежність має регулярний характер, що є додатковим підтвердженням правильности розрахунків за вибраним алґоритмом обчислень. Крім того, відношення $(N_{n+2})/2N_n$ прямує до числа, рівного трьом, що відповідає коефіцієнтові зв'язности квадратної ґратки.

Використовуючи дані таблиці 1, запишемо фраґмент локаторного ряду. При цьому його доданки міститимуть множники $\exp\left(2\pi i \frac{\Phi}{\Phi_0} S^i_{\Gamma_n}\right)$, і оскільки для кожної діяграми існує аналогічна, але з протилежним напрямком обходу контуру, то кінцевий результат міститиме лише множники $\cos\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} S^i_{\Gamma_n}\right)$. Індекс i позначає i-ту діяграму площею S_{Γ_n}. Отже,

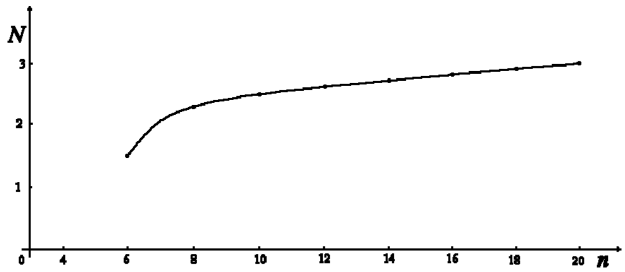

Рис. 1. Залежність відношення $(n+2)$-крокових діяграм до подвійної кількости n-крокових діяграм від кількости кроків n.

$$
\begin{aligned}
\sum(\mathbf{l}, E) &= 8x^4\cos\alpha + 24x^6\cos 2\alpha + x^8\left(96\cos 3\alpha + 16\cos 4\alpha\right)\\
&+ x^{10}\left(360\cos 4\alpha + 160\cos 5\alpha + 40\cos 6\alpha\right)\\
&+ x^{12}\left(1320\cos 5\alpha + 960\cos 6\alpha + 528\cos 7\alpha + 144\cos 8\alpha + 24\cos 8\alpha\right)\\
&+ x^{14}\left(4728\cos 6\alpha + 4704\cos 7\alpha + 3752\cos 8\alpha + 2016\cos 9\alpha + 840\cos 10\alpha + 224\cos 11\alpha + 56\cos 12\alpha\right)\\
&+ x^{16}\left(18112\cos 7\alpha + 21632\cos 8\alpha + 20992\cos 9\alpha + 15424\cos 10\alpha + 9920\cos 11\alpha + 4832\cos 12\alpha\right.\\
&\left.+ 2176\cos 13\alpha + 704\cos 14\alpha + 192\cos 15\alpha + 32\cos 16\alpha\right)\\
&+ x^{18}\left(67248\cos 8\alpha + 96192\cos 9\alpha + 107712\cos 10\alpha + 93312\cos 11\alpha + 75096\cos 12\alpha + 50112\cos 13\alpha\right.\\
&\left.+ 31104\cos 14\alpha + 16416\cos 15\alpha + 7848\cos 16\alpha + 3168\cos 17\alpha + 1080\cos 18\alpha + 288\cos 19\alpha + 72\cos 20\alpha\right)\\
&+ x^{20}\left(249320\cos 9\alpha + 415200\cos 10\alpha + 526400\cos 11\alpha + 514480\cos 12\alpha + 468680\cos 13\alpha\right.\\
&+ 373280\cos 14\alpha + 281280\cos 15\alpha + 189920\cos 16\alpha + 120400\cos 17\alpha + 69120\cos 18\alpha + 36560\cos 19\alpha\\
&\left.+ 17040\cos 20\alpha + 7480\cos 21\alpha + 2720\cos 22\alpha + 880\cos 23\alpha + 240\cos 24\alpha + 40\cos 25\alpha\right),
\end{aligned}
\tag{17}
$$

де $x = V\exp\langle\ln|g_l|\rangle$, $\alpha = 2\frac{\phi}{\phi_0}$, $V = V_1 = V_2$.

У прийнятому наближенні для конфіґураційно усереднених локаторів $\langle\ln|E-\varepsilon_l|\rangle$ одержимо відомий результат

$$
\langle\ln|E-\varepsilon_l|\rangle = 1 - \frac{1}{2}\left\{\left(1+\frac{E}{W}\right)\ln|W+E|\right. \tag{18}
$$

$$+\left(1-\frac{E}{W}\right)\ln|W-E|\Bigg\},$$

що дає для дільника ряду

$$\exp\langle\ln|E-\varepsilon_l|\rangle=\frac{|W-E|^{-\frac{1}{2}\left(1-\frac{E}{W}\right)}}{|W+E|^{\frac{1}{2}\left(1+\frac{E}{W}\right)}}e. \tag{19}$$

Таким чином, ми отримали деяку кількість членів ряду, умови збіжности якого треба встановити. З цією метою зручно використати методику Паде-апроксимації [14], оскільки положення особливостей функції визначається радіусом збіжности її розкладу у степеневий ряд. Перевагою такої апроксимації є те, що вона має як нулі, так і полюси (нулі знаменника), тобто радіус збіжности ряду визначається нулями полінома знаменника апроксиманти. З практичного погляду зручно використовувати послідовність так званих діягональних і близькодіягональних апроксимацій $[M/M]$ чи $[(M+1)/M]$ і $[M/(M+1)]$, за допомогою яких можна окреслити наявні полюси функції, а також виділити "фіктивні" особливості, зумовлені методом апроксимації. Завдяки випадковій природі фіктивні полюси в таких послідовностях апроксимант мають тенденцію зникати при переході до апроксиманти наступного порядку, тоді як справжні особливості стягуються до полюса аналізованої функції.

Для $\sum(\mathbf{l},E)$ побудовано послідовності $[L/M]$ апроксимацій Паде при постійному L і різних M. З їх аналізу знайдено істинні полюси масового оператора й оцінено радіус збіжности локаторного ряду, дані про який як функцію магнетного потоку через елементарну комірку наведені в таблиці 2.

Φ/Φ_0	x_0
0	0.159
0.01	0.169
0.05	0.179
1/8	0.220
1/6	0.281
1/5	0.319
1/4	0.320

Таблиця 2. Радіус збіжности x_0 ряду (17) при різних значеннях магнетного потоку через елементарну комірку.

Ці дані використано для побудови діяграми $W(E)$ при різних значеннях магнетного потоку. На рис. 2 подано фазові діяграми локалізації за відсутности поля і при наявності магнетного поля, яке відповідає значенням магнетного потоку через елементарну комірку $\Phi/\Phi_0 = 0.05, 1/8, 1/6, 1/4$. Лінії описують границю краю рухливости електронів, так що всередині відповідної кривої стани делокалізовані, а поза нею — локалізовані. Зі зростанням магнетного потоку через елементарну комірку ґратки критичне значення безладу, необхідного для локалізації станів, знижується як у центрі зони, так і по всій її ширині. Крім того, якщо за відсутности поля в границі $W \to 0$ край рухливости зливається з границею зони, то з прикладанням поля зона звужується, причому тим сильніше, чим більше зростає величина магнетного потоку через елементарну комірку, так що $E_c(W,1/4) \le E_c(W,1/6) \le E_c(W,1/8) \le E_c(W,1/20) \le E_c(W,0)$. Так, при $\Phi/\Phi_0 = 0$ границя зони відповідає енерґії $E_0 = 6.3$, при $\Phi/\Phi_0 = 1/20 - E_0 = 5.6$, при $\Phi/\Phi_0 = 1/8 - E_0 = 4.5$, при $\Phi/\Phi_0 = 1/6 - E_0 = 3.6$, а $\Phi/\Phi_0 = 1/4 - E_0 = 3.1$. Оскільки залежність $E_c(W,\Phi/\Phi_0)$ є періодичною функцією, то $E_c(W,1/4)$ відповідає мінімальній ширині зони.

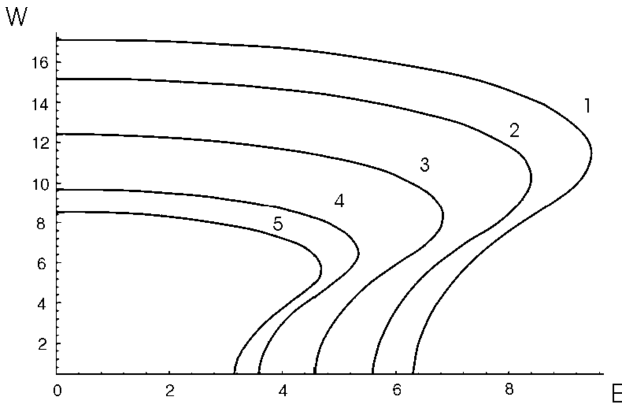

Рис. 2. Фазова діяграма локалізації електронів у магнетному полі при різних значеннях магнетного потоку через елементарну комірку 1 — $\Phi/\Phi_0 = 0$, 2 —$\Phi/\Phi_0 = 0.05$, 3 — $\Phi/\Phi_0 = 0.125$, 4 — $\Phi/\Phi_0 = 1/6$, 5 — $\Phi/\Phi_0 = 0.25$.

Аналіз фазової діяграми показує, що слабке постійне магнетне поле є фактором, який підсилює локалізаційні властивості електронних систем як у центрі зони, так і на її краях. Причому вплив магнетного поля на локалізацію підсилюється зі зростанням його величини. А позаяк залежність від магнетного поля є періодичною функцією, то найбільші зсуви краю рухливости до центра зони і найменше значення критичного безладу в центрі зони спостерігаємо при значенні магнетного потоку через елементарну комірку, який дорівнює $\Phi/\Phi_0 = 0.25$.

Зазначимо, що результати, які ми одержали, при якісно правильному описі процесів локалізації є оцінкою зверху для ділянки делокалізованих станів, що приводить до завищених значень ширини зони й величини критичного безладу на границі рухливости. Ми також не виявили зростання критичного значення

W безладу в центрі зони, необхідного для локалізації збуджень у магнетному полі, яке було отримане в [3,4] чисельними методами з використанням методики трансфер-матриці.

Автор висловлює подяку Ткачукові В. М. за постійну увагу до роботи й обговорення її результатів.

[1] A. Furusaki, Phys. Rev. Lett. **82**, 604 (1999).
[2] H. Potempa, L. Schweitzer, preprint cond-mat-9908122 (1999).
[3] B. Mieck, H. A. Weidenmüller, Z. Phys. B **84**, 59 (1991).
[4] T. Dröse, M. Batsch, I. Kh. Zharekeshev, B. Kramer, Phys. Rev. B **57**, 37 (1998).
[5] Q. Li, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, G. S. Grest, Phys. Rev. B **40**, 2825 (1989).
[6] U. Fastenrath, J. Phys. C **2**, 7123 (1990).
[7] М. В. Садовский, Журн. эксп. теор. физ. **80**, 1135 (1981).
[8] P. W. Anderson, Phys. Rev. **109**, 1492 (1958).
[9] Дж. Займан, *Модели беспорядка* (Мир, Москва, 1982).
[10] О. М. Возняк, Журн. фіз. досл. **2**, 357 (1998).
[11] E. N. Economou, M. H. Cohen, Phys. Rev. B **5**, 2931 (1972).
[12] V. Srivastava, J. Phys. C **1**, 4311 (1989).
[13] В. Липский, *Комбинаторика для программистов* (Мир, Москва, 1988).
[14] Дж. Бейкер, П. Грейвс-Моррис, *Аппроксимации Паде* (Мир, Москва, 1986).

MAGNETIC FIELD INFLUENCE ON THE LOCALIZATION OF ELECTRONIC EXCITATION FOR TIGHT-BINDING MODEL WITH A DIAGONAL DISORDER

O. M. Voznjak
The Precarpathian Vasyl Stefanyk University, Chair of Solid State Physics,
57 Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, UA–76025, Ukraine

The closed self-avoiding paths on the square lattice in a homogeneous magnetic field for the electrons with a diagonal disorder for 4-, 6-, 8-, 10-, 12-, 14-, 16-, 18 and 20 steps have been constructed using computer methods. The total number of diagrams with the fixed perimeter length and their squares have been calculated. The locator series for mass operator has been built on the basis of these data. The conditions of its convergency have been explored using the Pade-appoximation method. The localization phase diagrams for several values of the magnetic flux through unit cell have been constructed. It has been shown that the magnetic field leads to a decrease in the delocalization states both as regard critical energy and disorder strength.