

# О спектре модели Хаббарда с бесконечным отталкиванием на анизотропной треугольной решетке лестничного типа

В. О. Черановский, Е. В. Езерская, М. В. Крикунов

*Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4*  
E-mail: cher@spin.univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 25 ноября 1998 г.

Изучены низкоэнергетические состояния модели Хаббарда с бесконечным отталкиванием на анизотропной треугольной решетке типа полосы, состоящей из слабо взаимодействующих линейных сегментов. В первом порядке теории возмущений по взаимодействию сегментов получены оценки для границ области устойчивости ферромагнитного состояния решетки. Показано, что для решеток с циклическими граничными условиями и числом электронов на единицу большим числа сегментов возможен магнитный переход, сопровождающийся скачкообразным изменением полного спина основного состояния от минимального к максимальному значению.

Вивчено низкоенергетичні стани моделі Хаббарда з нескінченним відштовхуванням на анізотропній трикутній ґратці типу смуги, яка складається з лінійних сегментів, що слабо взаємодіють. У першому порядку теорії збурень по взаємодії сегментів отримано оцінки для границь області стабільності феромагнітного стану ґратки. Показано, що для ґраток з циклічними граничними умовами та числом електронів на одиницю більшим, ніж число сегментів, є можливим магнітний перехід, що супроводжується стрибковою зміною повного спіну основного стану від мінімального до максимального значення.

PACS: 71.10.Fd

## 1. Введение

Одной из наиболее интересных задач физики многоэлектронных систем является исследование возможных сценариев ферромагнитного упорядочения в основном состоянии модели Хаббарда [1,2]. Первое строгое доказательство возможности ферромагнитного упорядочения в основном состоянии модели Хаббарда с бесконечным отталкиванием было получено Нагаокой [3] и Таулессом [4], однако только для случая электронного заполнения с одной дыркой. Вопрос о том, будет ли сохраняться ферромагнитный характер основного состояния при конечном значении концентрации дырок и (или) конечном отталкивании, до сих пор полностью не решен.

В настоящей работе изучается точный спектр низкоэнергетических состояний модели Хаббарда с бесконечным отталкиванием на треугольной решетке, состоящей из слабо взаимодействующих двухцентровых сегментов. Интерес к подобного вида моделям сильно коррелированных электро-

нов связан с необычным характером спектра и возможностью ферромагнитного упорядочения спинов в основном состоянии при конечных концентрациях дырок в наполовину заполненной зоне [5–7]. Различные многоэлектронные модели для решеток лестничного типа (полосы) используются для описания высокотемпературной сверхпроводимости допированных соединений  $(VO)_2P_2O_7$  и  $SrCu_2O_7$  [6,8]. Кроме того, гамильтониан Хаббарда для анизотропных решеток типа полос может служить простой многоэлектронной моделью для прогнозирования низкотемпературных свойств стопочных кристаллов различных комплексов с переносом заряда, в частности металлоорганических ферромагнетиков Миллера [9,10].

## 2. Модель Хаббарда с бесконечным отталкиванием для линейных фрагментов треугольной решетки

Гамильтониан Хаббарда для треугольной решетки типа полосы, состоящей из слабо взаимо-

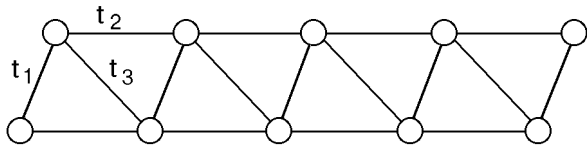


Рис. 1. Треугольная решетка типа полосы, описываемая гамильтонианом (1).

действующих линейных сегментов (рис. 1), имеет вид

$$H = P \sum_{m, \sigma} \left\{ t_1 A_1^+(m, \sigma) A_2(m, \sigma) + t_2 \left[ A_1^+(m, \sigma) A_1(m+1, \sigma) + A_2^+(m, \sigma) A_2(m+1, \sigma) \right] + t_3 A_1^+(m, \sigma) A_2(m+1, \sigma) + \text{h.c.} \right\} P. \quad (1)$$

Здесь  $P$  — оператор проектирования на состояния без двукратного заполнения узлов решетки;  $A_i^+(m, \sigma)$  — оператор рождения электрона с проекцией спина  $\sigma$  на  $i$ -м узле  $m$ -го сегмента ( $i = 1, 2$ ); параметры  $t_1$  и  $t_2, t_3$  описывают перескоки электронов внутри и между сегментами соответственно ( $|t_1| \gg |t_2|, |t_3|$ ).

Точная диагонализация матрицы гамильтониана (1) для конечных решеточных фрагментов дает основное ферромагнитное состояние при любой электронной концентрации  $\rho$ , если  $\mu = (t_1 t_3) / (|t_1| t_2) > 1$ . При  $-0,5 < \mu < 1$  ферромагнитное упорядочение наблюдается только для

$\rho > 0,5 + \delta$ , где  $\delta$  может быть приближенно оценена с помощью представлений о появлении в системе магнитных поляронов [5]. К сожалению, возможности прямого численного моделирования точного спектра сильно ограничены из-за его квазивырожденного характера и экспоненциального роста размеров матрицы гамильтониана.

Мы будем рассматривать только заполнение больше половинного, так как более простой случай  $\rho \leq 0,5$  подробно рассмотрен в работе [7]. При  $\rho > 0,5$  и отсутствии взаимодействия между сегментами нижние энергетические уровни вырождены по спину и отвечают только однократному ( $n = 1$ ) и двукратному ( $n = 2$ ) заполнению двухцентровых сегментов (нет пустых сегментов). Поэтому, согласно [7], при  $|t_1| \gg |t_2|, |t_3|$  взаимодействие сегментов с одинаковым заполнением во втором порядке теории возмущений (ТВ) описывается гамильтонианом

$$H(1, 2) = \begin{cases} \frac{t_2^2}{4|t_1|} \left[ 2(1 - \mu)P_{12} - (1 - \mu)^2 - 1 \right], & n = 1; \\ 0, & n = 2, \end{cases} \quad (2)$$

где  $P_{12}$  — оператор транспозиции спиновых переменных первого и второго электронов пары взаимодействующих сегментов.

Пронумеровав все  $N$  электронов решетки последовательно по  $L$  сегментам, запишем волновую функцию в виде

$$\Psi(L, N, S^z) = \sum_{n_1 < n_2 < \dots < n_N} a(n_1, n_2, \dots, n_{N-L}, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_N) B^+(n_1), B^+(n_2), \dots, B^+(n_{N-L}) |0\rangle \otimes |\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_N\rangle, \quad (3)$$

$$S^z = \sum_{n=1}^N \sigma_n,$$

где  $B^+(n_i)$  — бесспиновый оператор рождения электронной пары на сегменте с номером  $n_i$ ;  $S^z$  —  $z$ -проекция полного спина решетки. Взаимодействие сегментов с различным заполнением в первом порядке ТВ при такой нумерации описывается трехэлектронным гамильтонианом вида

$$H(1, 3) = R(1, 3) [B^+(2)B(1) + \text{h.c.}] , \quad R(1, 3) = -\frac{t_2}{2} \{P_{12} + P_{23} + \mu\} . \quad (4)$$

При  $\rho \sim 0,5$  и  $\rho \sim 1$  членами второго порядка малости по  $t_2$  для взаимодействия сегментов с различным заполнением можно пренебречь. В результате полный решеточный гамильтониан может быть записан в следующем виде:

$$H = \sum_{j=1}^L H(j, j+1) [1 - B^+(j)B(j)] [1 - B^+(j+1)B(j+1)] + \sum_{i=1}^{L-1} R(j, j+2) [B^+(i+1)B(i) + B^+(i)B(i+1)] , \quad (5)$$

$$j = i + \sum_{l=1}^{i-1} \sum_{k=1}^{N-L} \delta(n_k, l) .$$

Здесь  $\delta(i, j)$  — символ Кронекера.

Легко видеть, что вследствие симметрии задачи спектр гамильтониана (5) не зависит от знака параметра  $t_2$ . Выбирая положительное значение этого параметра, можно показать, что при  $\mu > 1$  матрица (5) имеет только неотрицательные элементы и является неприводимой. Следовательно, по теореме Перрона—Фробениуса основное состояние (5) невырожденное и ему отвечает собственный вектор с положительными компонентами. Можно показать, что спиновая часть этого вектора симметрична относительно перестановки спиновых переменных. Поэтому основное состояние (5) при  $\mu > 1$  отвечает максимальному значению полного спина решетки. Совершенно аналогично может быть рассмотрен предел слабого взаимодействия сегментов ( $t_2, t_3 \rightarrow 0$ ). В этом случае для выполнения условий теоремы Перрона—Фробениуса достаточно, чтобы  $\mu > 0$ . Таким образом, соответствующие результаты численного моделирования спектра конечных фрагментов, полученные в [7], справедливы для любого  $L$ . Отметим, что аналогичный подход использовался в [6] для доказательства ферромагнитного характера основного состояния прямоугольной решетки типа лестницы в пределе слабого взаимодействия сегментов при  $\rho > 0,5$ . Поскольку условия теоремы Перрона—Фробениуса выполняются в подпространстве с любым значением  $S^z$ , легко показать, что все нижайшие уровни  $E_0(S)$  гамильтониана (5), отвечающие полному спину решетки  $S$ , подчиняются неравенству

$$E_0(S_{\min}) > E_0(S_{\min} + 1) > \dots > E_0(S_{\max} - 1) > E_0(S_{\max}),$$

$$S_{\max} = \frac{L + 1}{2}.$$

Поэтому первое возбужденное состояние (5) при  $\mu > 0$  имеет одномагнитный характер.

### 3. Одномагнитный спектр бесконечной треугольной решетки типа полосы

Для получения информации об устойчивости ферромагнитного состояния гамильтониана (5) при отрицательных значениях  $\mu$  рассмотрим случай  $N = L + 1$  в пределе слабого взаимодействия сегментов, когда в полном гамильтониане (5) можно ограничиться только членами первого порядка по  $t_2$  и  $t_3$ . В этом случае одномагнитные состояния (5) при  $L \rightarrow \infty$  описываются системой уравнений в конечных разностях

$$-\lambda a(m, n) = (2 + \mu)[a(m - 1, n) + a(m + 1, n)],$$

$$n \neq m, m \pm 1, m + 2; \quad (6)$$

$$-\lambda a(m, m) = a(m - 1, m - 1) + a(m + 1, m + 1) +$$

$$+ a(m - 1, m + 1) + \mu a(m - 1, m) +$$

$$+ (1 + \mu)a(m + 1, m); \quad (7)$$

$$-\lambda a(m, m + 1) = a(m - 1, m) + a(m + 1, m + 2) +$$

$$+ a(m + 1, m) + \mu a(m + 1, m + 1) +$$

$$+ (1 + \mu)a(m - 1, m + 1); \quad (8)$$

$$-\lambda a(m, m - 1) = a(m - 1, m) +$$

$$+ (1 + \mu)a(m - 1, m - 1) + (2 + \mu)a(m + 1, m - 1); \quad (9)$$

$$-\lambda a(m, m + 2) = a(m + 1, m + 1) +$$

$$+ (1 + \mu)a(m + 1, m + 2) + (2 + \mu)a(m - 1, m + 2).$$

Здесь первый индекс в  $a(m, n)$  отвечает номеру сегмента с двукратным заполнением, а второй индекс — номеру повернутого спина;  $\lambda$  — энергия одномагнитного состояния в единицах  $t_2/2$ .

Решение такой системы можно искать в виде

$$a(m, n) = \exp\left(\frac{ik(m+n)}{2}\right) f(n-m),$$

$$0 \leq k < 2\pi, \quad (11)$$

где

$$f(l) = \begin{cases} \exp\left(\frac{ikl}{2}\right) (A_j x^l + B_j x^{-l}), & j=1, l \geq 2; j=2, l \leq -1; \\ f_0, & l = 0; \\ f_1, & l = 1, \end{cases}$$

рассматривая уравнения (7)–(10) как граничные условия к уравнению (6). Поскольку  $x$  и  $1/x$  одновременно являются решениями уравнения, связывающего энергию  $\lambda$  с параметром  $x$ ,

$$\lambda = - (2 + \mu) \left( x + \frac{1}{x} \right), \quad (12)$$

этот параметр может быть либо комплексным с единичным модулем, либо вещественным. Для определенности вещественные  $x$  можно считать по модулю меньшими единицы. Если  $|x| = 1$ ,  $x = \exp(ip)$ , то шесть коэффициентов волновой функции (11) связаны четырьмя граничными уравнениями (7)–(10). Такое решение соответствует полосе энергий

$$\lambda = - 2(2 + \mu) \cos p, \quad -\pi < p \leq \pi \quad (13)$$

с «рассеянием» магнона на фрагменте с двукратным заполнением. Если  $x$  вещественное, то следует положить  $A_1 = B_2 = 0$ , чтобы обеспечить убывание волновой функции (11) при  $l \rightarrow \pm\infty$ . Это решение отвечает связанным состояниям. Из граничных уравнений (7)–(10) следует, что

$$4(1 + \mu)x^3 \cos k + [\mu^2 - 4(1 + \mu) - 4\cos^2 k]x^2 + 4(2 + \mu)x \cos k - (2 + \mu)^2 = 0. \quad (14)$$

Ферромагнитное состояние с минимальной энергией, равной  $-2(2 + \mu)$ , оказывается неустойчивым, если появляется одномагнитное связанное состояние с энергией  $\lambda < -2(2 + \mu)$ , т.е. уравнение (14) имеет решение в интервале  $-1 < x < 0$ . Легко видеть, что такое решение (14) существует при

$$\mu < -0,5 \cos k - 1. \quad (15)$$

Таким образом, при  $\mu > -0,5$  ферромагнитное состояние является устойчивым, так как невозможно существование локального уровня ниже полосы сплошного спектра.

#### 4. Энергетический спектр решетки с циклическими граничными условиями

Рассмотрим решетку, которая имеет вид полосы, замкнутой в кольцо. Гамильтониан такой решетки коммутирует с оператором сдвига на элементарную ячейку (двухцентровый сегмент). Поэтому базисные функции, на которых строится матрица гамильтониана, могут быть отнесены к различным неприводимым представлениям абелевой группы  $C_L$ . В таком приведенном по симметрии представлении эта матрица имеет блочно-диагональный вид, что значительно упрощает нахождение ее спектра. В соответствующей приведенной форме гамильтониана естественным образом появляются операторы циклических перестановок спиновых переменных всех  $N$  электронов [11,12].

Наиболее просто приведение по симметрии для матрицы гамильтониана анизотропной треугольной решетки выполняется для случая  $N = L + 1$ . Не вдаваясь в подробности простых, но громоздких операций с циклическими перестановками, которые подобны приведенным в [11] для модели Эмери, можно показать, что при условии  $N = L + 1$  гамильтониан треугольной решетки может быть записан в чисто спиновом виде:

$$H = \frac{t_2^2}{4|t_1|} \sum_{i=3}^N [2(1 - \mu)P_{ii+1} - (1 - \mu)^2 - 1] + \frac{t_2}{2} \{ [P_{12} + P_{1N+1} + \mu I] Q \exp(ik) + \text{h.c.} \}, \quad (16)$$

$$k = \frac{2\pi}{L} \nu, \quad \nu = 0, 1, \dots, L - 1.$$

Здесь  $Q$  — оператор циклической перестановки всех  $N$  спиновых переменных решетки;  $I$  — единичный оператор. Различные значения  $k$  параметризуют неприводимые представления группы  $C_L$  и, следовательно, описывают различные типы симметрии собственных функций решеточного гамильтониана. Легко видеть, что для четных  $L$  спектр (16) не зависит от знака  $t_2$ . Кроме того, собственные значения (16) не меняются при замене  $\nu \rightarrow L - \nu$ .

Рассмотрим предельный случай слабого взаимодействия сегментов. В единицах  $t_2/2$  гамильтониан решетки имеет простой вид

$$H = (P_{12} + P_{1N+1} + \mu I) Q \exp(ik) + \text{h.c.} \quad (17)$$

Энергия основного состояния  $E_0$  этого гамильтониана подчиняется очевидному неравенству  $E_0 \geq -2\Lambda$ , где  $\Lambda$  — спектральный радиус матрицы  $(P_{12} + P_{1N+1} + \mu I)$ . Как показано в [7],  $\Lambda = 2 + \mu$

при  $\mu > -0,5$ . С другой стороны, энергия нижнего ферромагнитного состояния гамильтониана (17) равна  $-2(2 + \mu)$ . Следовательно, при  $\mu > -0,5$  по крайней мере одно из состояний с энергией  $E_0$  будет ферромагнитным (основное состояние решетки может быть вырожденным).

Чтобы улучшить оценку критического значения параметра  $\mu$ , ниже которого разрушается ферромагнитное упорядочение, рассмотрим одномагнитный спектр гамильтониана (17). В пространстве спиновых конфигураций (собственных функций  $z$ -проекции полного спина решетки) одномагнитные состояния описываются следующей системой уравнений:

$$\lambda a_m = (2 + \mu)[\exp(ik)a_{m-1} + \exp(-ik)a_{m+1}],$$

$$m = 4, \dots, L,$$

$$\begin{aligned}
\lambda a_3 &= (2 + \mu) \exp(-ik)a_4 + [a_1 + (1 + \mu)a_2] \exp(ik), \\
\lambda a_{L+1} &= (2 + \mu) \exp(ik)a_L + \\
&+ [(1 + \mu)a_1 + a_2] \exp(-ik), \\
(\lambda - 2 \cos k)a_1 &= \\
&= (\mu a_2 + a_3) \exp(-ik) + (1 + \mu)a_{L+1} \exp(ik), \\
(\lambda - 2 \cos k)a_2 &= \\
&= (\mu a_1 + a_{L+1}) \exp(ik) + (1 + \mu)a_3 \exp(-ik).
\end{aligned} \tag{18}$$

Аналогично линейному случаю решение системы (19) будем искать в виде

$$a_m = \exp(ikm)(Ax^m + Bx^{-m}), \quad m = 3, \dots, N. \tag{19}$$

После ряда простых, но громоздких вычислений, подобных приведенным выше для линейной задачи, получим следующую систему уравнений для определения энергии  $\lambda$ :

$$\begin{aligned}
\lambda &= (2 + \mu)(x + 1/x); \\
(2 + \mu)[(\lambda - 2 \cos k)^2 - \mu^2](1 - x^{2L}) &= \\
&= \mu^2(2 + \mu)x^2(1 - x^{2(L-2)}) + \\
&+ \mu^2[\lambda - (2 + \mu) \cos k]x(1 + x^L)(1 - x^{L-2}) + \\
&+ (2 + \mu)^2[\lambda - (2 - \mu) \cos k]x(1 + x^{L-2})(1 - x^L).
\end{aligned} \tag{20}$$

Эта система уравнений имеет решение  $x = \exp(ik)$  с энергией  $\lambda = 2(2 + \mu) \cos k$  при любых  $k$  из (16). Вследствие скалярного типа гамильтониана (17) полный набор одномагнитных состояний обязательно включает в себя состояния с максимальным полным спином  $S_{\max}$  и  $S^z = S_{\max} - 1$ . Именно такие состояния и отвечают решению  $x = \exp(ik)$ . Поэтому для анализа устойчивости основного ферромагнитного состояния необходимо исключить из (20) тривиальное решение  $x = -1$ , существующее при любых значениях параметра  $\mu$ .

Путем несложных, но громоздких вычислений можно показать, что при заданном  $k$  нижнее одномагнитное состояние имеет энергию равную  $-2(2 + \mu)$ , если

$$\mu_c^{(1)} = -2L \left( 1 - \left( 1 - \frac{2 + \cos k}{2L} \right)^{1/2} \right), \quad k \neq \pi, \tag{21}$$

$$\mu_c^{(2)} = -\frac{2L - \sqrt{2L(L-1)}}{L+1}, \quad k = \pi. \tag{22}$$

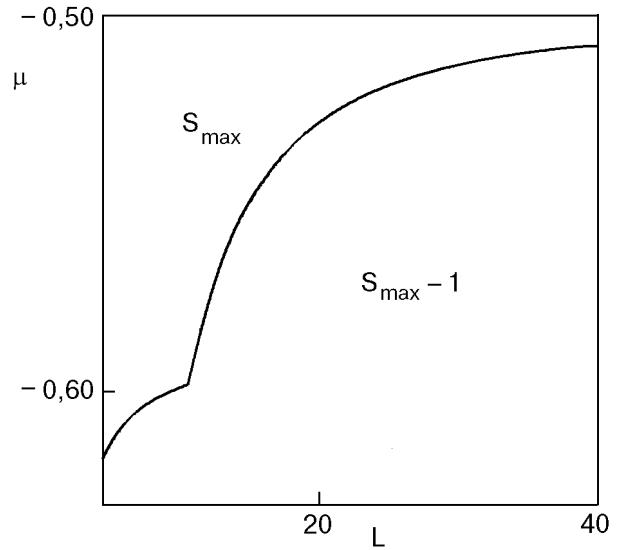


Рис. 2. Зависимость критического значения параметра  $\mu$ , при котором ферромагнитное состояние полосы становится неустойчивым к повороту одного спина, от числа сегментов  $L$ .

Для определения границы устойчивости ферромагнитного состояния (17) нам нужно рассматривать только минимальные по модулю критические значения параметра  $\mu$ . Можно показать, что при  $L < 12$  такому значению будет отвечать  $\mu_c^{(2)}$ . Для  $L \geq 12$  следует использовать формулу (21) при  $k = [(L \pm 2)\pi]/L$  (рис. 2). Таким образом, в окрестности точки  $L = 10$  наблюдается пересечение одномагнитных состояний различной симметрии. При  $L \rightarrow \infty$   $\mu_c^{(1)} = -0,5$ , что совпадает с оценкой для бесконечной полосы.

Для того чтобы полученная оценка для параметра  $\mu$  отвечала границе области устойчивости ферромагнитного состояния решетки, необходимо, чтобы для нее состояния с несколькими повернутыми спинами лежали выше одномагнитных. К сожалению, нам не удалось получить аналитические формулы для многомагнитных уровней. Поэтому мы ограничились численным моделированием точного спектра (17) для конечных  $L$ . Наиболее типичные результаты расчетов приведены в таблице для случая  $L = 10$ . Легко видеть, что все нижние уровни с полным спином  $S < S_{\max} - 1$  при критическом значении  $\mu$ , определенном из (22), лежат ниже ферромагнитного состояния. Следовательно, локальная устойчивость ферромагнитного состояния к повороту одного спина не совпадает с глобальной устойчивостью. Для решетки из 10 сегментов разрушение ферромагнитного состояния начинается при  $\mu = -0,5203$  путем скачкообразного уменьшения полного спина до минимального, минуя промежуточные значения (таблица). Таким образом, в окрестности точки перехода оба состояния с мар-

гинальным спином локально устойчивы. Отметим, что аналогичный переход между минимальным и максимальным значениями полного спина наблюдался в случае слабой анизотропии для треугольных решеток типа полос при положительных  $\mu$  [7], а также для спиновой модели Гейзенберга с конкурирующими взаимодействиями [13,14].

Таблица

Нижние энергетические уровни гамильтониана (17) для решетки из 10 сегментов;  $m = (N - 2S)/2$ ;  $k = (2\pi/L)v$

$m$	$\mu =$	$v$	$\mu =$	$v$	$\mu =$	$v$
	$= -0,500000$		$= -0,520344$		$= -0,598508$	
0	-3,00000	5	-2,95931	5	-2,80298	5
1	-2,97206	4	-2,93451	4	-2,80298	5
2	-2,94499	3	-2,91186	3	-2,90250	0
3	-2,91859	2	-2,89168	2	-2,99317	4
4	-2,91279	4	-2,93280	4	-3,02447	4
5	-2,94063	4	-2,95931	4	-3,04500	4

Формулы (21),(22) могут служить нижней границей для критического значения параметра  $\mu$ , при котором разрушается ферромагнитное упорядочение. С другой стороны, как показано в начале раздела, верхняя граница для этого параметра равна  $-0,5$ . Поэтому, согласно (21), при  $L \rightarrow \infty$  нижняя граница совпадает с верхней.

### Заключение

Проведено изучение точного спектра модели Хаббарда с бесконечным отталкиванием на анизотропной треугольной решетке типа полосы, состоящей из  $L$  слабо взаимодействующих линейных сегментов. Показано, что в пределе слабого взаимодействия сегментов при положительных значениях параметра  $\mu = (t_1 t_3)/(t_1 |t_2|)$  основное состояние решетки является ферромагнитным для любых  $L$ . Проведен детальный анализ одномагнетонного спектра в случае решеток с числом электронов на единицу большим числа сегментов. Получена зависимость между критическим значением параметра  $\mu$ , при котором появляется вырождение одномагнетонного спектра, и числом сегментов  $L$ . Показано, что для отрицательных  $\mu$  эта зависимость имеет особую точку при  $L \sim 10$ , в которой наблюдается пересечение уровней различной симметрии. Полученная зависимость может быть использована для оценки стабильности ферромагнитного состояния анизотропной треугольной решетки ти-

па полосы. На основе численных расчетов точного спектра конечных фрагментов с циклическими граничными условиями в первом порядке теории возмущений по взаимодействию сегментов показано, что разрушение ферромагнитного упорядочения при уменьшении параметра  $\mu$  происходит путем скачкообразного уменьшения спина основного состояния до минимального, минуя промежуточные значения.

Авторы выражают благодарность А. А. Звягину за обсуждение результатов работы.

1. E. H. Lieb, *NATO Advanced Studies Institute Series B: Physics* **343**, 1 (1995).
2. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Скрябин, *Статистическая механика магнитоупорядоченных систем*, Наука, Москва (1987).
3. Y. Nagaoka, *Phys. Rev.* **147**, 392 (1966).
4. D. J. Thouless, *Proc. Phys. Soc. London* **86**, 893 (1965).
5. V. Ya. Krivnov, A. A. Ovchinnikov, and V. O. Chervanovskii, *Synth. Metals*. **33**, 65 (1989).
6. M. Kohno, *Phys. Rev.* **B56**, 15015 (1997).
7. V. O. Chervanovskii, O. Esenturk, and H. O. Pamuk, *Phys. Rev.* **B58**, 12260 (1998).
8. E. Dagotto, J. Riera, and D. Scalapino, *Phys. Rev.* **B45**, 5744 (1992).
9. A. L. Tchougreeff and I. A. Misurkin, *Phys. Rev.* **B46**, 5357 (1992).
10. V. O. Chervanovskii and E. V. Ezerskaya, *Phys. Rev.* **B55**, 12480 (1997).
11. В. Я. Кривнов, В. О. Черановский, *ФТТ* **34**, 3101 (1992).
12. Е. В. Езерская, В. О. Черановский, *ФНТ* **18**, 872 (1992).
13. D. V. Dmitriev, V. Ya. Krivnov, and A. A. Ovchinnikov, *Phys. Lett.* **A207**, 385 (1995).
14. D. V. Dmitriev, V. Ya. Krivnov, and A. A. Ovchinnikov, *Phys. Rev.* **B55**, 3620 (1997).

### On the spectrum of the Hubbard model with infinite repulsion on anisotropic triangular ladder lattice

V. O. Chervanovskii, E. V. Ezerskaya,  
and M. V. Krikunov

The low-energy states of the Hubbard model with infinite electron repulsion on the anisotropic triangular lattice of the type of a strip formed by weakly interacting linear segments have been studied. In the order of the perturbation theory of the interaction between segments, the stability region of the ferromagnetic ground state in the space of the model parameters has been estimated. It is shown that in the lattices with cyclic boundary conditions and the total number of electrons  $N = L + 1$  a magnetic transition is possible, which is accompanied with a jump of the ground state spin in the interval between the lowest and highest values.