02,05,11,12

Конденсация (псевдо)магнонов в двумерной анизотропной $S=1$ (псевдо)спиновой системе

© Е.В. Васинович, А.С. Москвин, Ю.Д. Панов

Уральский федеральный университет,
Екатеринбург, Россия

E-mail: e.vasinovich@gmail.com

В рамках (псевдо)спинового формализма была изучена двумерная анизотропная система $S=1$-центров типа зарядовых триплетов в системах с переменной валентностью или систем „полужестких“ бозонов с ограничением на заполнение узлов решетки $n = 0$, 1, 2. В предположении основного состояния типа квантового парамагнетика с помощью метода швингеровских бозонов найден спектр псевдоспиновых волн, а также условия конденсации псевдомагнонов с фазовым переходом в сверхпроводящее состояние.

Работа выполнена при поддержке Программы 211 Правительства Российской Федерации, соглашение № 02.A03.21.0006, и проектов № 2277 и № 5719 Министерства образования и науки Российской Федерации.

DOI: 10.21883/FTT.2018.11.46647.05NN

1. Введение

В отличие от квантовых магнетиков со спином 1/2 системы со спином $S = 1$ характеризуются более сложным гамильтонианом с появлением одноионной анизотропии, биквадратичных межцентровых взаимодействий и принципиально новых фазовых состояний типа квантового парамагнетика. Интерес к таким системам, в частности, связан с описанием сильноанизотропных магнетиков на основе Ni^{2+} ($S = 1$). Еще в 70-е годы был изучен двумерный гейзенберговский антиферромагнетик K_2NiF_4 [1]. В 80-е годы был проведен ряд работ по квазиодномерным системам, включая $CsNiCl_3$ [2], который имеет слабую анизотропию вдоль одной оси, $CsFeBr_3$ [3], который обладает сильной плоскостной анизотропией. Различные системы на основе ионов Ni^{2+}, например, $[Ni(HF_2)(3\text{-Clpy})_4]BF_4$ [4,5] и $NiCl_2 4SC(NH_2)_2$ [6], активно изучаются по сей день.

Помимо сильноанизотропных магнетиков, интерес к $S=1$-системам связан и с так называемыми псевдоспиновыми системами типа „полужестких“ (semi-hard-core) бозонов с ограничением на заполнение узлов решетки $n = 0$, 1, 2, или системами ионов со смешанной валентностью типа „триплета“ $Cu^{1+,2+,3+}$ в купратах $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, $Bi^{3+,4+,5+}$ в висмутатах [7,8,9,10].

Использование теоретических методов, хорошо зарекомендовавших себя при изучении квантовых магнетиков со спином 1/2, таких как методы точной диагонализации [11,12], разложение в ряд [13], ренормгруппы [14], функции Грина [15], для систем со спином $S = 1$ сталкивается, прежде всего, с существенно более сложным гамильтонианом с появлением одноионной анизотропии, биквадратичных межцентровых взаимодействий и новыми фазовыми состояниями. Достаточно эффективным в описании $S=1$-систем представляется метод швингеровских бозонов [16], который был впервые реализован для двумерного антиферромагнетика со спином $S = 1$ в работе [17], но для простейшего гамильтониана. В данной работе этот метод развит нами для более сложных псевдоспиновых систем с учетом эффектов биквадратичной двухцентровой анизотропии.

2. Модель зарядовых триплетов: псевдоспиновый формализм

Мы ограничимся рассмотрением модельных 2D-псевдоспиновых систем типа „полужестких“ бозонов с ограничением на заполнение узлов решетки $n = 0$, 1, 2, или систем ионов со смешанной валентностью типа „триплета“ $Cu^{1+,2+,3+}$ в купратах или $Bi^{3+,4+,5+}$ в висмутатах [7,8,9,10], связывая зарядовый триплет с тремя состояниями псевдоспина $S = 1$ и используя известные методы описания спиновых систем. Так, упрощенная модель зарядовых триплетов в квазидвумерных купратах предполагает полное пренебрежение спиновыми и орбитальными степенями свободы. Три зарядовых состояния кластеров CuO_4 в CuO_2-плоскостях, номинально соответствующих Cu^{2+}, Cu^{3+}, Cu^{1+}, мы сопоставляем с тремя проекциями псевдоспина $S = 1$ с $M_S = 0, +1, -1$ соответственно.

Спиновая алгебра $S = 1$ $(M_S = 0, \pm 1)$ включает восемь независимых нетривиальных операторов (три дипольных и пять квадрупольных)

$$S_z; S_\pm = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}(S_x \pm iS_y);\ S_z^2;\ T_\pm = \{S_z, S_\pm\};\ S_\pm^2.$$

Операторы повышения/понижения $S_\pm$ и $T_\pm$ меняют проекцию псевдоспина на ± 1, но различным образом: $\langle 0|S_\pm|\mp 1\rangle = \langle \pm 1|S_\pm|0\rangle = \mp 1$, $\langle 0|T_\pm|\mp 1\rangle = -\langle \pm 1|T_\pm|0\rangle = +1$. Вместо этих операторов удобно использовать комбинированные операторы $P_\pm = \frac{1}{2}(S_\pm + T_\pm)$ и $N_\pm = \frac{1}{2}(S_\pm - T_\pm)$, которые соответственно описывают переходы $|0\rangle \leftrightarrow |+1\rangle$ и $|0\rangle \leftrightarrow |-1\rangle$. Операторы повышения/понижения $S_\pm^2$ описывают переходы $|-1\rangle \leftrightarrow |+1\rangle$. Локальный (узельный) недиагональный параметр порядка $\langle S_\pm^2\rangle$ отличен от нуля только если на узле имеется суперпозиция состояний $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$.

Псевдоспиновый формализм позволяет в наиболее общем виде описать эффекты переноса, а также эффекты локальных и нелокальных корреляций в системе зарядовых триплетов [7]. Запишем эффективный гамильтониан, который коммутирует с Z-компонентой полного псевдоспина $\sum_i S_{iz}$ и, таким образом, сохраняет полный заряд системы, как сумму потенциальной и кинетической энергий

$$H = H_{\text{pot}} + H_{\text{kin}}^{(1)} + H_{\text{kin}}^{(2)}, \tag{2}$$

$$H_{\text{pot}} = \sum_i (\Delta S_{iz}^2 - \mu S_{iz}) + \frac{1}{2} V \sum_{\langle ij\rangle} S_{iz} S_{jz}, \tag{3}$$

$$H_{\text{kin}}^{(1)} = \frac{1}{2} \sum_{\langle ij\rangle} \Big[t^p P_{i+} P_{j-} + t^n N_{i+} N_{j-} + \frac{1}{2} t^{pn} (P_{i+} N_{j-} + N_{i+} P_{j-}) + \text{h.c.} \Big], \tag{4}$$

$$H_{\text{kin}}^{(2)} = -\frac{1}{2} t^b \sum_{\langle ij\rangle} (S_{i+}^2 S_{j-}^2 + S_{i-}^2 S_{j+}^2). \tag{5}$$

За исключением некоторых слагаемых, неинвариантных относительно обращения времени в (4), этот гамильтониан представляет один из наиболее общих анизотропных $S = 1$ спин-гамильтонианов. Первое слагаемое в (3), или „одноионная анизотропия“, описывает корреляционные эффекты плотность-плотность на узлах. Второе слагаемое может быть связано с псевдомагнитным полем вдоль Z-оси, либо с химическим потенциалом относительно добавления новых частиц. Последний член описывает межузельные взаимодействия (корреляции) типа плотность-плотность. Гамильтониан (4) (XY-анизотропия) описывает одночастичный перенос в системе; транспорт PP-типа отвечает за переходы вида $|0\rangle + |+1\rangle \leftrightarrow |+1\rangle + |0\rangle$, NN-типа отвечает за $|0\rangle + |-1\rangle \leftrightarrow |-1\rangle + |0\rangle$, а PN-типа реализует $|0\rangle + |0\rangle \leftrightarrow |\pm\rangle + |\mp\rangle$. Гамильтониан (5) (биквадратичная двухцентровая анизотропия) описывает двухчастичный перенос.

В зависимости от соотношения между параметрами гамильтониана (2) и величины полного заряда основное состояние системы соответствует либо однородной непроводящей фазе типа квантового парамагнетика с $\langle S_z\rangle = \langle S_z^2\rangle = 0$, реализуемой при больших положительных значениях корреляционного параметра Δ, либо непроводящей фазе зарядового упорядочения (CO) — аналогу антиферромагнитного упорядочения вдоль Z-оси, либо вариантам сверхпроводящих XY-(SF, superfluid) фаз с отличными от нуля параметрами порядка типа $\langle S_\pm\rangle$ и/или $\langle S_\pm^2\rangle$, сопровождаемых однородным ферро-упорядочением, или неоднородным антиферро-упорядочением (supersolid phase) Z-компонент псевдоспина.

Наряду с температурными фазовыми переходами, гамильтониан (2) представляет большие возможности исследования квантовых фазовых переходов, связанных, в частности, с изменением корреляционного параметра Δ (одноионной анизотропии) [17,18,19,20,21].

Псевдоспин-гамильтониан (2) имеет универсальный вид для систем любой размерности. Ниже мы остановимся на анализе элементарных возбуждений псевдоспиновой S=1-системы — псевдомагнонов на квадратной решетке в предположении основного состояния типа квантового парамагнетика. Практический интерес к такой задаче связан с проблемой индуцирования высокотемпературной сверхпроводимости в родительских купратах, основное состояние которых соответствует валентности меди Cu^{2+}, что в рамках псевдоспинового формализма как раз соответствует состоянию квантового парамагнетика с $\langle S_z\rangle = \langle S_z^2\rangle = 0$.

3. Представление швингеровских бозонов

Для анализа S=1-псевдоспиновой системы нами использовалось представление швингеровских бозонов в среднем поле [16,17]. В этом методе трем проекциям псевдоспина $S = 1$ сопоставляются три бозе-оператора рождения/уничтожения квазичастиц над вакуумом

$$|1\rangle = b_+^\dagger |v\rangle, \ |0\rangle = b_0^\dagger |v\rangle, \ |-1\rangle = b_-^\dagger |v\rangle, \tag{6}$$

при выполнении условия

$$b_+^\dagger b_+ + b_0^\dagger b_0 + b_-^\dagger b_- = 1. \tag{7}$$

Заменяя спиновые операторы в (2) на бозонные

$$\begin{gathered} P_+ = -b_+^\dagger b_0, \quad P_- = -P_+^\dagger = b_0^\dagger b_+, \\ N_+ = -b_0^\dagger b_-, \quad N_- = -N_+^\dagger = b_-^\dagger b_0, \\ S_z = b_+^\dagger b_+ - b_-^\dagger b_-, \quad S_z^2 = b_+^\dagger b_+ + b_-^\dagger b_-, \\ S_+^2 = b_+^\dagger b_-, \quad S_-^2 = (S_+^2)^\dagger = b_-^\dagger b_+, \end{gathered} \tag{8}$$

мы получим гамильтониан следующего вида

$$\begin{aligned} H_{\text{pot}} = {} & \Delta \sum_i \left(b_{i+}^\dagger b_{i+} + b_{i-}^\dagger b_{i-} \right) - \mu \sum_i \left(b_{i+}^\dagger b_{i+} - b_{i-}^\dagger b_{i-} \right) \\ & + \frac{V}{2} \sum_{\langle ij\rangle} \left(b_{i+}^\dagger b_{i+} - b_{i-}^\dagger b_{i-} \right) \left(b_{j+}^\dagger b_{j+} - b_{j-}^\dagger b_{j-} \right) \\ & - \nu \sum_i \left(b_{i+}^\dagger b_{i+} + b_{i-}^\dagger b_{i-} + b_0^2 - 1 \right), \\ H_{\text{kin}}^{(1)} = {} & -\frac{b_0^2}{2} \sum_{\langle ij\rangle} \Big[t^p b_{i+}^\dagger b_{j+} + t^n b_{i-}^\dagger b_{j-} + \frac{1}{2} t^{pn} (b_{i+}^\dagger b_{j-}^\dagger + b_{i-}^\dagger b_{j+}^\dagger) + \text{h.c.} \Big], \\ H_{\text{kin}}^{(2)} = {} & -\frac{t^b}{2} \sum_{\langle ij\rangle} \left(b_{i+}^\dagger b_{i-} b_{j-}^\dagger b_{j+} + b_{i-}^\dagger b_{i+} b_{j+}^\dagger b_{j-} \right), \end{aligned} \tag{9}$$

где учтено основное (вакуумное) состояние квантового парамагнетика, соответствующее конденсату бозонов b_0, то есть $\langle b_0\rangle = \langle b_0^\dagger\rangle = b_0$. Введенный параметр ν обеспечивает выполнение ограничения (7).

Квадратичные слагаемые в гамильтониане линеаризуются в среднем поле следующим образом:

$$b_{i+}^\dagger b_{i-} b_{j-}^\dagger b_{j+} + b_{i-}^\dagger b_{i+} b_{j+}^\dagger b_{j-} = q(b_{i+}^\dagger b_{i-} + b_{j-}^\dagger b_{j+} + \text{h.c.}) - 2q^2, \ (b_{i+}^\dagger b_{i+} - b_{i-}^\dagger b_{i-})(b_{j+}^\dagger b_{j+} - b_{j-}^\dagger b_{j-})$$
$$= \frac{1}{2}(1 - b_0^2 + m)(b_{i+}^\dagger b_{i+} + b_{j+}^\dagger b_{j+}) + \frac{1}{2}(1 - b_0^2 - m)(b_{i-}^\dagger b_{i-} + b_{j-}^\dagger b_{j-})$$
$$- p\,(b_{i+} b_{j-} + b_{i-} b_{j+} + \text{h.c.}) + 2p^2 - \frac{1}{2}(1 - b_0^2)^2 - \frac{1}{2}m^2, \qquad (10)$$

где $q = \langle b_{i-}^\dagger b_{i+}\rangle = \langle b_{i+}^\dagger b_{i-}\rangle$, $p = \langle b_{i+}^\dagger b_{j-}^\dagger\rangle = \langle b_{i+} b_{j-}\rangle$, $m = \langle b_{i+}^\dagger b_{i+}\rangle - \langle b_{i-}^\dagger b_{i-}\rangle$. Подчеркнем, что условие (7) также учитывается в приближении среднего поля.

Перейдя в **k**-пространство и выполнив преобразование Боголюбова, получим диагонализованный гамильтониан

$$H = \sum_{\mathbf{k}\alpha} \Omega_{\mathbf{k}\alpha} B_{\mathbf{k}\alpha}^\dagger B_{\mathbf{k}\alpha} + \frac{1}{2}\sum_{\mathbf{k}\alpha}(\Omega_{\mathbf{k}\alpha} - \Lambda_{\mathbf{k}}) + NC, \qquad (11)$$

где введены следующие обозначения:

$$\Omega_{\mathbf{k}\alpha} = \sqrt{\omega_{\mathbf{k}}^2 + \lambda_{\mathbf{k}}^2 + \tau^2 + 2\varkappa_{\mathbf{k}\alpha}}, \quad \alpha = \pm, \qquad (12)$$

$$\omega_{\mathbf{k}} = \sqrt{\Lambda_{\mathbf{k}}^2 - D_{\mathbf{k}}^2}, \quad \varkappa_{\mathbf{k}\pm} = \pm\sqrt{\omega_{\mathbf{k}}^2 \lambda_{\mathbf{k}}^2 + \Lambda_{\mathbf{k}}^2 \tau^2},$$

$$\Lambda_{\mathbf{k}} = -\nu + \Delta + \frac{1}{2} ZV(1 - b_0^2) - Z t^m b_0^2 \gamma_{\mathbf{k}},$$

$$\lambda_{\mathbf{k}} = \mu - \frac{1}{2} ZVm + Z t^l b_0^2 \gamma_{\mathbf{k}},$$

$$D_{\mathbf{k}} = -\Big(\frac{t^{pn} b_0^2}{2} + Vp\Big) Z\gamma_{\mathbf{k}}, \quad \tau = -Zt^b q\,,$$

$$C = \nu(1 - b_0^2) - \frac{1}{4} ZV(1 - b_0^2)^2 - \frac{1}{4} ZVm^2 + ZVp^2 + Zt^b q^2,$$

$$\gamma_{\mathbf{k}} = \frac{1}{Z}\sum_{\langle \mathbf{r}\rangle} e^{i\mathbf{kr}}, \quad t^m = \frac{t^p + t^n}{2}, \quad t^l = \frac{t^p - t^n}{2}.$$

Дополнительные среднеполевые параметры b_0, ν, q, p, m определяются из условия минимума свободной энергии $F = Ne_0 - \frac{1}{\beta}\sum_{\mathbf{k}} \ln[1 + n(\Omega_{\mathbf{k}-})] - \frac{1}{\beta}\sum_{\mathbf{k}} \ln[1 + n(\Omega_{\mathbf{k}+})]$, где $e_0 = \frac{1}{2N}\sum_{\mathbf{k}\alpha}(\Omega_{\mathbf{k}\alpha} - \Lambda_{\mathbf{k}}) + C$, $n(\Omega_{\mathbf{k}\alpha}) = 1/(\exp\beta\Omega_{\mathbf{k}\alpha} - 1)$. После минимизации, мы получим следующую систему самосогласованных уравнений:

$$2 - b_0^2 = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}\alpha} \Lambda_{\mathbf{k}}\left(1 + \frac{\lambda_{\mathbf{k}}^2 + \tau^2}{\varkappa_{\mathbf{k}\alpha}}\right)\frac{n(\Omega_{\mathbf{k}\alpha}) + \frac{1}{2}}{\Omega_{\mathbf{k}\alpha}},$$

$$\nu = \frac{Z}{N}\sum_{\mathbf{k}\alpha} \gamma_{\mathbf{k}}\Bigg[\frac{t^{pn}}{2} D_{\mathbf{k}} - t^m \Lambda_{\mathbf{k}} + t^l \lambda_{\mathbf{k}} + \frac{(\frac{t^{pn}}{2} D_{\mathbf{k}} - t^m \Lambda_{\mathbf{k}})\lambda_{\mathbf{k}}^2 + t^l \omega_{\mathbf{k}}^2 \lambda_{\mathbf{k}} - t^m \tau^2 \Lambda_{\mathbf{k}}}{\varkappa_{\mathbf{k}\alpha}}\Bigg]\frac{n(\Omega_{\mathbf{k}\alpha}) + \frac{1}{2}}{\Omega_{\mathbf{k}\alpha}},$$

$$q = \frac{1}{2N}\sum_{\mathbf{k}\alpha} \tau\left(1 + \frac{\Lambda_{\mathbf{k}}^2}{\varkappa_{\mathbf{k}\alpha}}\right)\frac{n(\Omega_{\mathbf{k}\alpha}) + \frac{1}{2}}{\Omega_{\mathbf{k}\alpha}},$$

$$p = -\frac{1}{2N}\sum_{\mathbf{k}\alpha} D_{\mathbf{k}}\gamma_{\mathbf{k}}\left(1 + \frac{\lambda_{\mathbf{k}}^2}{\varkappa_{\mathbf{k}\alpha}}\right)\frac{n(\Omega_{\mathbf{k}\alpha}) + \frac{1}{2}}{\Omega_{\mathbf{k}\alpha}},$$

$$m = -\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}\alpha} \lambda_{\mathbf{k}}\left(1 + \frac{\omega_{\mathbf{k}}^2}{\varkappa_{\mathbf{k}\alpha}}\right)\frac{n(\Omega_{\mathbf{k}\alpha}) + \frac{1}{2}}{\Omega_{\mathbf{k}\alpha}}.$$

4. Результаты

В результате численного решения уравнений (13) были найдены дисперсионные зависимости энергии псевдомагнонов, а также зависимости критических температур T_c, при которых щель в спектре (псевдо)магнонов $\Omega_{\mathbf{k}}$ обращается в ноль, от псевдомагнитного поля h (рис. 1–4). Зависимости $T_c(h)$ представляют собой фактически фазовые $T - h$ диаграммы.

На рис. 1 представлена фазовая $T_c - h$ диаграмма при различных значениях интеграла двухчастичного переноса (параметра биквадратичной двухцентровой анизотропии) t^b, при $\Delta = 8$, $V = t^p = t^n = t^{pn} = 1$. С увеличением псевдомагнитного поля h при постоянной температуре T щель в спектре возбуждений исчезает при $h = h_{c_1}$ и часть бозонов (псевдомагнонов) конденсируется, либо в точке $\mathbf{k} = (0, 0)$, либо в $\mathbf{k} = (\pi, \pi)$, в зависимости от знака параметра одночастичного переноса t^p (параметр XY-анизотропии). Одновременно с этим, при $h > h_{c1}$ возникает „псевдонамагниченность“, как вдоль направления поля m_z, так и в XY-плоскости m_x, которую можно определить через структурный фактор:

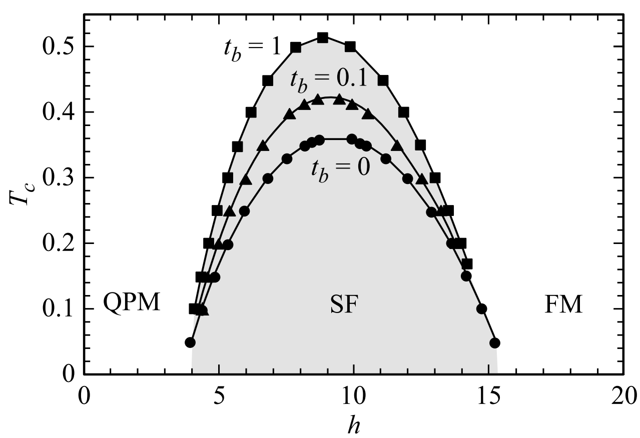

Рис. 1. Фазовая диаграмма $T_c - h$ при различных величинах интеграла двухчастичного переноса t^b ($\Delta = 8$, $V = t^p = t^n = t^{pn} = 1$).

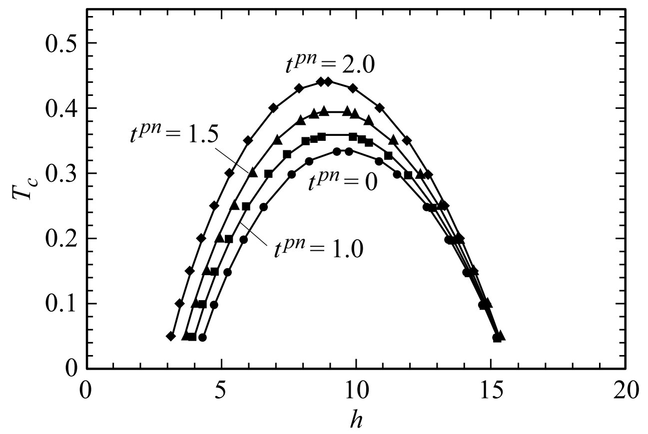

Рис. 2. Фазовая диаграмма $T_c - h$ при различных величинах интеграла одночастичного переноса t^{pn} ($\Delta = 8$, $V = t^p = t^n = 1$, $t^b = 0$).

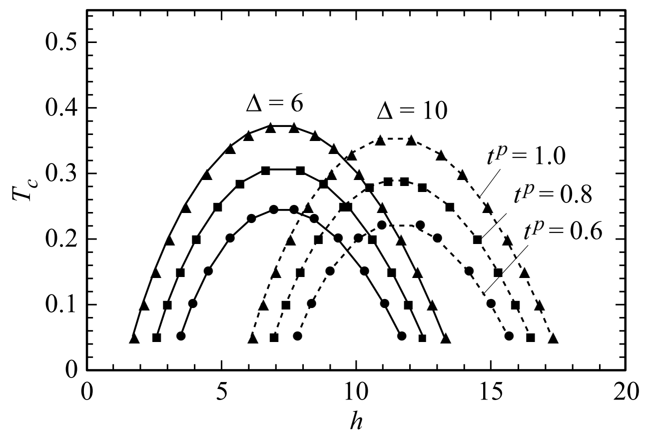

Рис. 3. Фазовая диаграмма $T_c - h$ при различных величинах интеграла одночастичного переноса t^p и параметра одноцентровых корреляций Δ ($V = t^n = t^{pn} = 1$, $t^b = 0$).

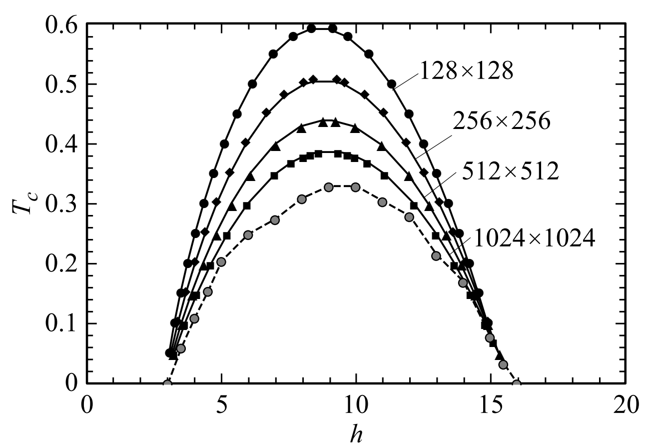

Рис. 4. Влияние размера решетки на фазовую диаграмму $T_c - h$ ($\Delta = 8$, $V = t^p = t^n = 1$, $t^{pn} = 2$, $t^b = 0$) и сравнение результатов с работой [17] (штриховая линия).

$Nm_x^2 = s(\pi) = \sum_{\mathbf{r}}(-1)^{\mathbf{r}}\langle S_{0x}S_{\mathbf{r}x}\rangle$. При достижении следующего критического поля h_{c2}, намагниченность в XY-плоскости исчезает и отличной от нуля остается только компонента псевдоспинов вдоль Z-оси. Таким образом, рис. 1 фактически иллюстрирует зависимость температуры фазового перехода квантовый парамагнетик — сверхпроводящая XY-, или SF-фаза с отличными от нуля параметрами порядка типа $\langle S_\pm\rangle$ и/или $\langle S_\pm^2\rangle$, сопровождаемая однородным ферро-упорядочением псевдоспинов вдоль Z-оси, от поля h. Температура фазового перехода растет с ростом интеграла двухчастичного переноса t^b, однако при низких температурах изменение t^b практически не сказывается на величине критических полей.

На рис. 2 представлена фазовая $T_c - h$ диаграмма при различных значениях интеграла одночастичного переноса t^{pn}, инициирующего переходы $|0\rangle + |0\rangle \leftrightarrow |-1\rangle + |+1\rangle$, при $\Delta = 8$, $V = t^p = t^n = 1$, $t^b = 0$. Аналогично влиянию интеграла t^b, критическая температура T_c растет с ростом t^{pn}, однако обратим внимание на заметный при этом эффект смещения поля h_{c_1} в область малых полей и отсутствие заметного влияния на величину h_{c_2}, особенно в области низких температур.

Как показано на рис. 3, параметр одночастичного переноса t^p, отвечающий за переходы $|0\rangle + |+1\rangle \leftrightarrow |+1\rangle + |0\rangle$, играет ведущую роль в определении величин критических температур. На этом же рисунке представлены фазовые $T_c - h$ диаграммы при двух различных значениях параметра одноцентровых корреляций. Очевидно, что рост параметра Δ приводит к смещению фазовых диаграмм в область больших псевдомагнитных полей.

Фазовые диаграммы, представленные на рис. 1–3, получены в результате численных расчетов на квадратной решетке с размером 512×512 со свободными границами. Влияние размера решеток показано на рис. 4 для значения параметров упрощенного гамильтониана, принятых в работе [17]. Для сравнения штриховой линией приведены результаты континуального предела работы [17]. Существенная роль размера решетки связана с особенностями определения точки фазового перехода как точки обращения в нуль щели в спектре псевдомагнонов, точность определения которой зависит от выбранного размера решетки.

5. Заключение

В рамках (псевдо)спинового формализма была изучена двумерная анизотропная система S=1-центров типа зарядовых триплетов в системах с переменной валентностью или систем „полужестких“ бозонов с ограничением на заполнение узлов решетки $n = 0, 1, 2$. Используя представление швингеровских бозонов, нами были найдены условия, при которых система переходит в сверхпроводящее состояние. Установлено, что определяющую роль в формировании данной фазы играет одночастичный перенос PP-типа, тогда как транспорт PN-типа способствует образованию фазы в области меньших полей, а двухчастичный перенос повышает температуру фазового перехода.

Список литературы

[1] R.J. Birgeneau, J. Skalyo Jr., G. Shirane. J. Appl. Phys. **41**, 1303 (1970).
[2] M. Steiner, K. Kakurai, J.K. Kjems, D. Petitgrand, R. Pynn. J. Appl. Phys. **61**, 3953 (1987).
[3] B. Dorner, D. Visser, U. Steigenberger, K. Kakurai, M. Steiner. Z. Phys. B: Condens. Matter **72**, 487 (1988).
[4] J.L. Manson, A.G. Baldwin, B.L. Scott, J. Bendix, R.E. Del Sesto, P.A. Goddard, Y. Kohama, H.E. Tran, S. Ghannadzadeh, J. Singleton, T. Lancaster, J.S. Moller, S.J. Blundell, F.L. Pratt, V.S. Zapf, J. Kang, C. Lee, M.-H. Whangbo, C. Baines. Inorg. Chem. **51**, 7520 (2012).
[5] K. Wierschem, P. Sengupta. Mod. Phys. Lett. B **28**, 1430017 (2014).
[6] A. Paduan-Filho, X. Gratens, N.F. Oliveira. Phys. Rev. B **69**, 020405 (2004).
[7] A.S. Moskvin. JETP **121**, 477 (2015).
[8] A.S. Moskvin. Phys. Rev. B **84**, 075116 (2011).
[9] A.S. Moskvin. J. Phys.: Condens. Matter **25**, 085601 (2013).
[10] A.S. Moskvin. J. Phys.: Conf. Ser. **592**, 012076 (2015).
[11] E. Dagotto, A. Moreo. Phys. Rev. Lett. **63**, 2148 (1989).
[12] J. Richter, J. Schulenburg. Eur. Phys. J. B **73**, 117 (2010).
[13] R.R.P. Singh, W. Zheng, J. Oitmaa, O.P. Sushkov, C.J. Hamer. Phys. Rev. Lett. **91**, 017201 (2003).
[14] J. Reuther, P. Wölfle. Phys. Rev. B **81**, 144410 (2010).
[15] L. Siurakshina, D. Ihle, R. Hayn. Phys. Rev. B **64**, 104406 (2001).
[16] S. Sachdev, R.N. Bhatt. Phys. Rev. B **41**, 9323 (1990).
[17] H.T. Wang, Y.Wang. Phys. Rev. B **71**, 104429 (2005).
[18] H. Chen, L. Yu, Z. Su. Phys. Rev. B **48**, 12692 (1993).
[19] H. Wangand, J.S.K. Li, Z. Su. Phys. Rev. B **59**, 12805 (1994).
[20] H. Xingand, G. Su, S. Gao, J. Chu. Phys. Rev. B **66**, 054419 (2002).
[21] A.S.T. Pires, L.S. Lima, M.E. Gouvea. J. Phys. Condens. Matter **20**, 015208 (2008).

Редактор Т.Н. Василевская