

УДК 539.12

DOI: 10.17223/00213411/64/3/110

В.С. КИРЧАНОВ

ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА СПИН-ФЕРМИОННОЙ МОДЕЛИ В Cu_2O

Получено решение системы уравнений для базовых операторов спин-фермионной модели в виде гармонических осцилляций фермиевых операторов на трех частотах, и одночастотных гармонических осцилляций оператора спин-фермионной связи (спинового полярона).

Ключевые слова: спин-фермионная модель, система уравнений для гейзенберговских операторов.

Особенности купратных высокотемпературных сверхпроводников объясняются сильными электронными корреляциями, приводящими к значительной спин-зарядовой связи (см. обзор [1]). Иерархия низкоэнергетических моделей электронного строения Cu_2O -плоскости купратных высокотемпературных сверхпроводников подробно рассмотрена в работе [2]. Эффективной является спин-фермионная модель, в которой подсистема спиновых моментов ионов меди сильно взаимодействует с дырками на ионах кислорода [3]. В рамках этой модели предложена спин-поляронная концепция [4] возникновения квазичастицы (спинового полярона), развитие которой в целом цикле последующих работ позволило правильно описать особенности купратных сверхпроводников.

Цель работы – рассмотрение временной динамики подсистемы спин-фермионной модели в одноузельном приближении для трех базовых операторов [3] – двух фермиевых операторов и одного оператора квазичастицы.

Гамильтониан задачи описывает подсистему дырок в квазиимпульсном представлении \hat{H}_0 и оператор \hat{J} обменной связи между спинами фермиевой подсистемы кислородных дырок и спинами подсистемы ионов меди [3]

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{J} = \sum_{k\alpha} \left(\xi_0(k_x) a_{k\alpha}^\dagger a_{k\alpha} + \xi_0(k_y) b_{k\alpha}^\dagger b_{k\alpha} + t_k (a_{k\alpha}^\dagger b_{k\alpha} + b_{k\alpha}^\dagger a_{k\alpha}) \right) + J \sum_{k\alpha} u_{k\alpha}^\dagger \hat{L}_{k\alpha}, \quad (1)$$

где $\hat{a}_{k\alpha}$ ($\hat{a}_{k\alpha}^\dagger$) – фермиевские операторы уничтожения (рождения) дырок со спином $\alpha = \pm \frac{1}{2} = (\uparrow, \downarrow)$ в кислородной подсистеме с p_x -орбиталями. Ферми-операторы $\hat{b}_{k\uparrow}$, ($\hat{b}_{k\alpha}^\dagger$) аналогичны для подсистемы с p_y -орбиталями, $\hat{u}_{k\alpha}^\dagger = \cos \frac{k_x}{2} \hat{a}_{k\alpha}^\dagger + \cos \frac{k_y}{2} \hat{b}_{k\alpha}^\dagger$. Для простоты используются обозначения, использованные в работах [2, 3]:

$$\xi_0(k_{x(y)}) = \varepsilon_p - \mu + \tau(1 + \cos k_{x(y)}), \quad t_k = (2\tau - 4\tilde{t}) \cos \frac{k_x}{2} \cos \frac{k_y}{2}. \quad (2)$$

Здесь ε_p – одноузельная энергия дырок; μ – химический потенциал; \tilde{t} – интеграл перескока дырок по ионам кислорода. Оператор связи спиновой и фермионной подсистем

$$\hat{L}_{k\alpha} = N^{-1} \sum_{f,q,\beta} e^{iR_f(q-k)} (\mathbf{S}_f \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta}) \hat{u}_{q\beta}, \quad (3)$$

где $\mathbf{S}_f = (S_f^x, S_f^y, S_f^z)$ – оператор вектора спина, локализованного на ионе меди в узле f ;

$\boldsymbol{\sigma} = (\sigma^x, \sigma^y, \sigma^z)$ – компоненты вектора-матрицы Паули; $\hat{u}_{q\beta} = \cos \frac{q_x}{2} \hat{a}_{q\beta} + \cos \frac{q_y}{2} \hat{b}_{q\beta}$.

Антикоммутаторы

$$\{\hat{a}_{k\alpha}, \hat{a}_{k'\alpha'}^\dagger\}_+ = \hat{a}_{k\alpha} \hat{a}_{k'\alpha'}^\dagger + \hat{a}_{k'\alpha'}^\dagger \hat{a}_{k\alpha} = \delta_{kk'} \delta_{\alpha\alpha'}, \quad \{\hat{a}_{k\alpha}, \hat{a}_{k'\alpha'}\}_+ = 0, \quad \{\hat{a}_{k\alpha}^\dagger, \hat{a}_{k'\alpha'}^\dagger\}_+ = 0, \quad \{\hat{a}_{k\alpha}, \hat{b}_{k'\alpha'}^\dagger\}_+ = 0.$$

Уважаемые читатели!

Доступ к полнотекстовой версии журнала
«Известия высших учебных заведений. Физика»
осуществляется на платформе
Научной электронной библиотеки eLIBRARY.RU
на платной основе:

<https://elibrary.ru/contents.asp?titleid=7725>