

Исследование магнитных свойств и спиновой кинетики слабодопированных купратов на основе скирмионного подхода

С. И. Белов, А. Д. Инеев, Б. И. Кочелаев¹⁾

Казанский государственный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 8 февраля 2005 г.

После переработки 15 марта 2005 г.

Исследована эволюция магнитных и кинетических свойств квазидвумерных купратов при допировании плоскостей CuO_2 электронными дырками. Используя представление о тепловых скирмионах и скирмионах, индуцированных дырками, найдены спиновая корреляционная длина и скорость ядерной релаксации как функции температуры и концентрации дырок.

PACS: 74.72.-h, 75.10.-b

Превращение непроводящих слоистых купратов в сверхпроводники при допировании плоскостей CuO_2 электронными дырками все еще остается одной из наиболее интересных проблем теории высокотемпературной сверхпроводимости. Однако общепринятой картины подобной эволюции нет и необходимы дальнейшие исследования в этом направлении. В данной работе мы предлагаем альтернативный метод описания радикальной трансформации магнитных и кинетических свойств родительских соединений, возникающей в начале допирования при малых концентрациях дырок.

Как известно, недопированные купраты могут быть представлены моделью квантового гейзенберговского антиферромагнетика $S = 1/2$ на квадратной решетке с большой константой обменного взаимодействия ближайших соседей. Были предприняты многочисленные попытки разработать теорию магнитных и кинетических свойств этих соединений, используя ренормгрупповой анализ, технику $1/N$ -разложения, киральную теорию возмущений (см., например, [1–4]). В работах [5, 6] было показано, что двумерный антиферромагнетизм может успешно исследоваться на основе скирмионного подхода. Были найдены спектр элементарных спиновых возбуждений над скирмионным состоянием, локальный параметр порядка σ , средний размер скирмиона r_0 и скорость ядерной релаксации $1/T_1$ в температурном интервале $0 < T < J$. В то же время, есть аргументы в пользу того, что квазилокальное движение дырки в плоскости CuO_2 в кулоновском поле допирующей примеси (Sr или Ba в La_2CuO_4) индуцирует образование трехмерной спиновой текстуры, топология которой совпадает со структурой скирмиона [7]. Таким

образом, можно предположить, что в допированных купратах существуют как тепловые скирмионы, так и скирмионы, индуцированные дырками. Следуя методу, изложенному в [5, 6], определим средний размер скирмиона (связанный с корреляционной длиной соотношением $\xi = 2r_0$) и скорость ядерной релаксации как функции температуры и концентрации дырок.

В случае большого числа топологических возбуждений естественно ожидать, что ближайшими соседями каждого скирмиона будут антискирмионы, и наоборот; это означает, что полная намагниченность подрешеток равна нулю (теорема Мермина – Вагнера – Хогенберга). Вероятность рождения тепловой скирмион-антискирмионной пары в термодинамическом равновесии пропорциональна $\exp(-\varepsilon_{sk}/T)$, где $\varepsilon_{sk} = 4\pi\sigma(1-\sigma)J$ – перенормированная спиновыми флуктуациями энергия скирмиона, σ – локальный параметр порядка, J – константа обменного взаимодействия ближайших соседей [5]. Полное число топологических возбуждений равно сумме количества тепловых скирмионов и скирмионов, индуцированных дырками. Тогда при слабом допировании уравнение для среднего размера скирмиона переписывается следующим образом:

$$\frac{a^2}{2\pi \cdot r_0^2} = n/2 + (1-n) \cdot \exp\left(-\frac{4\pi\sigma(1-\sigma)}{\tau}\right), \quad (1)$$

где n – концентрация квазилокальных дырок, $\tau = T/J$.

Самосогласованное уравнение на параметр порядка σ было получено методом функций Грина в работе [5]:

$$\sigma = \frac{e}{2\sqrt{2}\pi} \cdot \frac{r_0\tau}{a} \cdot \exp\left(\frac{2\sqrt{\pi}(\sigma - \sigma_{cr})}{\tau}\right), \quad (2)$$

¹⁾e-mail: Boris.Kochelaev@ksu.ru

где $\sigma_{cr} = \sqrt{\pi}/4$. Таким образом, мы имеем систему двух нелинейных уравнений (1), (2) на $r_0 = r_0(T, n)$ и $\sigma = \sigma(T, n)$. Эта система не имеет точного аналитического решения, поэтому использовались численные методы.

Вычисленная обратная корреляционная длина при различной концентрации дырок и для обменного интеграла между ионами меди $J = 1300$ К приведена на рис.1 как функция температуры вместе с экспериментальными данными [8].

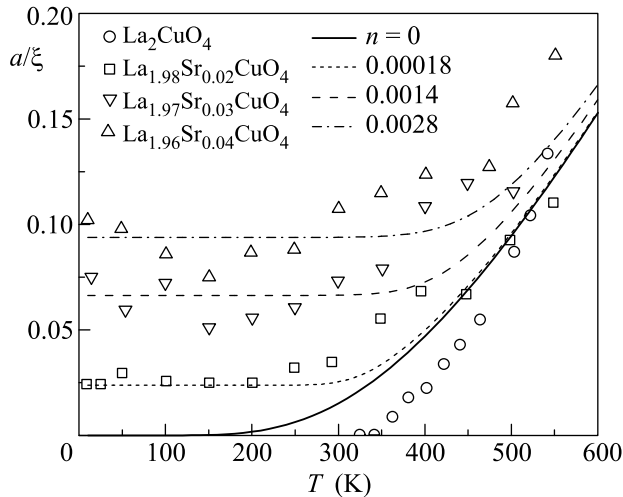


Рис.1. Температурная зависимость обратного радиуса скирмиона: решение уравнений (1), (2) и экспериментальные данные [8] при различных концентрациях дырок, образующих скирмион (n)

Как видно, температурная зависимость обратного радиуса скирмиона при высоких температурах в использованном приближении слабо зависит от концентрации дырок (при высоких температурах основную роль играют тепловые скирмионы) и качественно согласуется с экспериментом.

Скорость ядерной релаксации, обусловленная сверхтонким взаимодействием ядерного и электронного спинов ионов меди, как функция параметра порядка и размера скирмиона была получена в работе [6]:

$$\frac{T_1^*}{T_1} = 0.79 \cdot \frac{\tau^2}{\sigma} \cdot \frac{r_0}{a}. \quad (3)$$

Здесь использовано обозначение $1/T_1^* = \sqrt{\pi}A^2/4J$, где A – константа сверхтонкого взаимодействия. Используя σ и r_0 , вычисленные для ненулевых концентраций, можно получить скорость ядерной релаксации как функцию температуры и концентрации. Результаты представлены на рис.2.

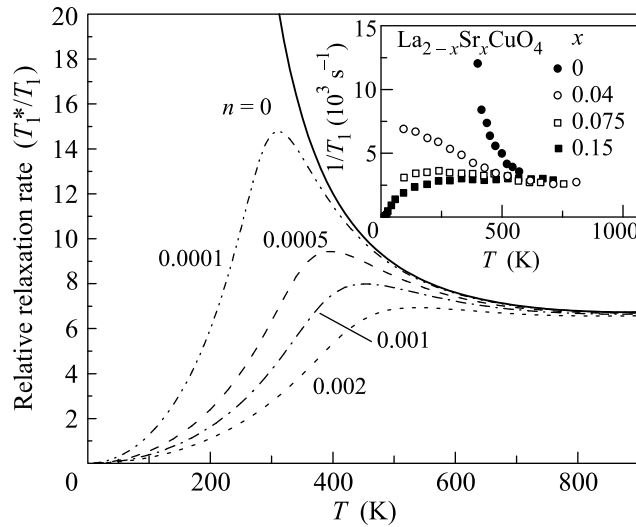


Рис.2. Температурная зависимость скорости ядерной релаксации: решение уравнений (1), (2), (3) и экспериментальные данные [9] (вставка) при различных концентрациях дырок, образующих скирмион (n), и номинальных концентрациях (x)

Как видно из рис.2, в случае ненулевой концентрации при $T \rightarrow 0$ пропадает расходимость $1/T_1$: скорость ядерной релаксации стремится к нулю. При повышении температуры скорость растет как T^2 , проходит через максимум (особо заметный при малых концентрациях), затем уменьшается и при больших температурах остается практически постоянной. Интересно отметить, что при высокой температуре скорость релаксации не зависит от концентрации дырок; этот факт согласуется с экспериментальными данными Имаи, Сликтера и др. [9].

Приведенные выше результаты показывают, что скирмионный подход дает возможность описания основных особенностей эволюции магнитных свойств купратов при допировании. В то же время необходимо отметить, что сильные изменения этих свойств начинаются при гораздо меньших концентрациях дырок по сравнению с экспериментом, что особенно заметно для скорости ядерной релаксации. На самом деле это кажущееся несоответствие может быть объяснено хорошо известным явлением фазового расслоения в купратах. В частности, недавние ЭПР измерения фазового расслоения $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ показывают, что при $x < 0.06$ в случае низких температур происходит разделение носителей заряда в плоскости CuO_2 на области, богатые и бедные дырками [10]. Отсюда следует, что при малом уровне допирования большинство дырок концентрируется в небольшой части образца и практически не дает вклада в ЯМР сигнал. Таким образом, наблюдаемый ЯМР сигнал соответ-

ствуется области с малой концентрацией квазилокальных дырок, индуцирующих образование скирмиона; концентрация таких дырок ожидается много меньшей номинальной концентрации дырок, внедренных в образец.

Следует отметить, что в последнее время вновь было привлечено внимание к спиральному типу возмущений антиферромагнитного спинового порядка при допировании купратов, который был предложен в работе [11] незадолго до “скирмионной” идеи. В частности, была исследована роль беспорядочного распределения допирующих примесей в образовании состояния спинового стекла при $0.02 < x < 0.06$ на основе представления, что все дырки локализируются этими примесями и образуют спиральные локальные искажения антиферромагнитного порядка [12]. Наоборот, в работах [13, 14] на основе t - J -модели авторы пришли к выводу, что спиральное состояние в плоскости CuO_2 порождается делокализованной дыркой, если учесть обменные взаимодействия не только ближайших ионов меди, но и следующих двух координационных сфер. Однако совсем недавно было показано, что дырка в модели Жанга–Райса (которая лежит в основе t - J -модели для купратов) порождает возмущение антиферромагнитного порядка в виде скирмиона как в локализованном, так и в мобильном состояниях [15]. Очевидно, что решающая роль в ответе на вопрос, какое основное состояние порождает электронная дырка в плоскости CuO_2 родительских соединений сверхпроводящих купратов, остается за экспериментом.

Таким образом, исходя из предположения, что часть электронных дырок, допированных в квазидвумерный антиферромагнетик, приводит к образованию скирмионов, и с использованием представления о скирмионах двух типов – тепловых и индуцированных дырками – были вычислены спиновая корреляционная длина и скорость ядерной спиновой ре-

лаксации в допированном соединении. Полученные результаты качественно согласуются с экспериментальными данными.

Работа была выполнена при поддержке Российской федеральной программы для ведущих научных школ (грант # 1708.2003.2) и поддержана грантом BRHE REC–007.

1. S. Chakravarty, B. I. Halperin, and D. R. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **B39**, 2344 (1989).
2. S. Тyc, B. I. Halperin, and S. Chakravarty, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 835 (1989).
3. P. Hasenfratz and F. Niedermayer, *Phys. Lett.* **B268**, 231 (1991); *Z. Phys.* **B92**, 91 (1993).
4. A. V. Chubukov, S. Sachdev, and J. Ye, *Phys. Rev.* **B49**, 11919 (1994).
5. S. I. Belov and B. I. Kochelaev, *Solid State Commun.* **103**, 249 (1997).
6. S. I. Belov and B. I. Kochelaev, *Solid State Commun.* **106**, 207 (1998).
7. R. J. Gooding, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2266 (1991).
8. B. Keimer, N. Belk, R. J. Birgeneau et al., *Phys. Rev.* **B49**, 14034 (1992).
9. T. Imai, C. P. Slichter, K. Yoshimura, and K. Kosuge, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1002 (1993).
10. A. Shengelaya, M. Bruun, B. I. Kochelaev et al., *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 017001 (2004).
11. B. I. Shraimann and E. D. Siggia, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1564 (1989).
12. N. Hasselmann, A. H. Castro Neto, and C. Morais Smith, *Phys. Rev.* **B69**, 014424 (2004).
13. O. P. Sushkov and V. N. Kotov, *Phys. Rev.* **B70**, 024503 (2004).
14. V. N. Kotov and O. P. Sushkov, *Phys. Rev.* **B70**, 195105 (2004).
15. T. Morinari, arXiv: cond-mat/0502437 v3 (22 Feb 2005).