

ЯВЛЕНИЕ МАГНОННОГО УЗКОГО ГОРЛА В $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ CuO_2 -ПЛОСКОСТЕЙ

© Б.И.Кочелаев, Р.Г.Дёминов, Л.Р.Тагиров

Казанский государственный университет,
420008 Казань, Россия
(Поступила в Редакцию 3 января 1996 г.)

На основе усовершенствованной модели магнонного узкого горла показана возможность измерения скорости релаксации к решетке однородной намагниченности медно-кислородных плоскостей в оксидах меди. Доказано адекватное соответствие ЭПР-измерений характеристик спиновой динамики в CuO_2 -плоскостях данным, полученным методами ЯМР-спектроскопии.

В настоящее время общепризнано, что в явлении высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) ключевую роль играют медно-кислородные плоскости, являющиеся структурными элементами соединений, обнаруживающих ВТСП. Поэтому значительные экспериментальные и теоретические усилия концентрируются для выяснения спектра возбуждений медно-кислородных плоскостей, их статистики, корреляций и динамики. При этом для различных методов исследования оказывается существенным поведение этих возбуждений на различных частотах и волновых векторах, поэтому чрезвычайно важно, чтобы модели спектра и динамики возбуждений медно-кислородных плоскостей, разработанные для различных частотных и пространственных окон, соответствовали друг другу, создавая, таким образом, полную картину поведения этих возбуждений на всех существенных частотах и волновых векторах.

В [1] была предложена и осуществлена экспериментально идея использования явления «магнонного узкого горла» (МУГ) в электронном парамагнитном резонансе (ЭПР) для исследования спиновой релаксации однородной намагниченности возбуждений медно-кислородных плоскостей системы LaSrCuO на ЭПР-частотах $\sim 10^{10}$ Hz. Необходимость использования ситуации с МУГ обусловлена тем, что, согласно общепринятому мнению (см., например, обзор [2]), ЭПР на возбуждениях медно-кислородных плоскостей ненаблюдаем непосредственно, так как по оценкам ширина линии значительно превышает резонансную частоту.

В настоящей работе мы предлагаем усовершенствование модели, предложенной в [1], и исследуем совместимость этой модели и соответствующих ЭПР-измерений с данными по ЯМР релаксации и найтовскому сдвигу.

Явление «узкого горла» заключается в возникновении связанного движения двух подсистем, если взаимодействие между ними сильнее связи каждой из них с термостатом (решеткой) [3,4]. Поэтому, если отклик одной из подсистем непосредственно ненаблюдаем, можно надеяться получить информацию о ней, наблюдая сигнал другой подсистемы, участвующей в связанном движении с первой.

Для реализации этой идеи в [1] часть ионов меди в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+x}$ была заменена на ионы Mn^{2+} , имеющие практически такой же спектроскопический g -фактор и связанные обменным взаимодействием с окружающими ионами меди. Собственная релаксация ионов марганца к решетке очень медленная, так как ион Mn^{2+} имеет нулевой орбитальный момент (S -состояние). Ионы меди считаются связанными с другими степенями свободы медно-кислородных плоскостей посредством взаимодействия типа обменного, линейного по спинам ионов Cu. Уравнения движения для намагниченностей ионов марганца M_s и ионов меди M_σ , полученные в [1], описывают связанное движение этих намагниченностей, что позволяет исследовать кинетику M_σ подсистемы, сигнал которой непосредственно ненаблюдаем. Анализ решения этих уравнений показал, что эффективная скорость релаксации коллективной моды, определяющей ширину линии ЭПР полной системы $M_s + M_\sigma$ может быть записана как

$$\Gamma_{\text{eff}}^{\text{bott}} \approx \frac{\chi_s^0 \Gamma_{sL} + \chi_\sigma^0 \Gamma_{\sigma L}}{\chi_s + \chi_\sigma} + \frac{\langle (\Delta\omega)^2 \rangle}{\Gamma_{s\sigma}}, \quad (1)$$

где χ_α^0 и χ_α есть неперенормированная и перенормированная взаимодействием подсистем восприимчивости магнитной подсистемы M_α ; Γ_{sL} и $\Gamma_{\sigma L}$ есть скорости спин-решеточной релаксации ионов марганца к решетке и ионов меди к решетке соответственно; $\Gamma_{s\sigma}$ есть скорость релаксации спинов Mn к спинам Cu, а $\langle (\Delta\omega)^2 \rangle$ есть второй момент распределения внутренних полей. Формула (1) дает уникальную возможность получить информацию о величине и температурной зависимости скоростей релаксации примесных ионов-зондов Mn^{2+} к спиновой системе ионов меди $\Gamma_{s\sigma}$ и спиновой системы ионов меди к решетке $\Gamma_{\sigma L}$, которые являются основным предметом нашего исследования. Для сравнения теории с экспериментом в работе [1] были выполнены вычисления скорости релаксации $\Gamma_{s\sigma}$, которые показали, что она зависит от температуры степенным образом $\Gamma_{s\sigma} \propto T^\alpha$, где величина показателя α зависит от модели, которой мы описываем медно-кислородные плоскости. Так, для антиферромагнитной ферми-жидкости $\alpha = 1.0$, для двумерного квантового гейзенберговского антиферромагнетика $\alpha = 1.5$, для приближения антиферромагнитных спиновых волн $\alpha = 2.0$. Поскольку в настоящее время отсутствует надежная теория релаксации локализованных спинов к спиновым возбуждениям в плоскости CuO_2 , представляет интерес использовать в качестве $\Gamma_{s\sigma}$ не модельную температурную зависимость типа T^α , а взятую из измерений ЯМР функцию $(T_1^{-1})_{\text{NMR}}$ [5]. Тем самым будет выявлена адекватность нашей модели и ЭПР-измерений ЯМР-экспериментам. Разность частот ЭПР ω_s и ЯМР

ω_N не должна оказывать заметное влияние на динамику процесса релаксации, так как обе частоты значительно меньше характерных частот в системе электронных спинов меди. Поэтому первым изменением, которое мы вводим в модель работы [1], будет использование температурной зависимости ядерной релаксации $(T_1^{-1})_{\text{NMR}}$ вместо $\Gamma_{s\sigma}(T)$.

Далее в работе [1] в качестве перенормированной восприимчивости ионов Cu χ_σ^0 была использована измеренная экспериментально восприимчивость образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ без примеси ионов Mn^{2+} , тогда как по теории требуется локальная неперенормированная спиновая восприимчивость ионов меди. Поэтому в настоящей работе мы используем данные по найтовскому сдвигу линии ЯМР [5,6] для извлечения данных по локальной восприимчивости χ_σ^0 и ее температурной зависимости. В [5,6] имеются данные по найтовскому сдвигу для содержания стронция $x = 0.1, 0.15, 0.16, 0.2, 0.24$. Зная полную величину сдвига K и орбитальный вклад в нее K_{orb} , находим спиновую восприимчивость χ_σ^0 по формуле

$$\chi_\sigma^0 = \frac{K - K_{\text{orb}}}{A_\sigma}, \quad (2)$$

где A_σ есть константа сверхтонкого взаимодействия. Для $x = 0.1$ $A_\sigma = 280 \text{ kOe}/\mu_B$, $K_{\text{orb}} = 0.17\%$ [6], для $x = 0.15$ и 0.24 $A_\sigma = 189 \text{ kOe}/\mu_B$, $K_{\text{orb}} = 0.38\%$ [5]. Мы исключили из рассмотрения данные для $x = 0.16$ и 0.2 , так как для этих концентраций разброс величин найтовского сдвига очень велик. Найденные с помощью (2) температурные зависимости χ_σ^0 для $x = 0.1$ и 0.24 использовались затем для подгонки экспериментальных данных по ЭПР для $x = 0.1$ и 0.2 соответственно.

Как и в [1], мы предположили, что элементарные возбуждения медно-кислородных плоскостей близки к фермиевским и имеют хорошо определенную ступеньку в функции распределения, поэтому температурная зависимость Γ_{sL} и $\Gamma_{\sigma L}$ была взята $\propto T^\beta$, с показателем β , рассматриваемым как подгоночный параметр. С учетом хорошо выполняющегося условия $\Gamma_{\sigma L} \gg \Gamma_{sL}$ формула (1) принимает вид

$$\Delta H(T) = \frac{A}{\Gamma_{s\sigma}} + \frac{\chi_\sigma^0}{\chi_s + \chi_\sigma} BT^\beta + \Delta H_0. \quad (3)$$

Здесь ΔH_0 есть «остаточная ширина», обусловленная неучтенными механизмами уширения, не зависящими от температуры, $\chi_s + \chi_\sigma$ есть зависящая от температуры полная спиновая восприимчивость ионов марганца и меди, в качестве которой использовалась экспериментально измеренная независимым методом в [1] восприимчивость тех же образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Mn}_y\text{O}_{4+\delta}$, на которые проводились измерения ЭПР. Параметры A , B , β и ΔH_0 считались подгоночными. В результате подгонки оказалось, что параметр β с разбросом в 10% равен единице, поэтому мы зафиксировали для окончательной подгонки $\beta = 1$.

2. Обсуждение

Результаты подгонки формулы (3) к экспериментальной зависимости $\Delta H(T)$ [1] показаны на рис. 1,2 для содержания стронция $x = 0.1$ и 0.2 соответственно значения подгоночных параметров сведены в таблицу. Отметим прежде всего, что удается добиться лучшего, чем в

[1], согласия теории с экспериментом, особенно для $x = 0.2$ (рис. 2), где все четыре кривые хорошо подгоняются к экспериментальным точкам. На рис. 1 теоретическая кривая для содержания марганца $y = 0.01$, так же как и в [1], заметно отклоняется от экспериментальных точек при высоких температурах. Мы связываем это с тем, что при высоких температурах и низких концентрациях ионов Mn^{2+} в экспериментально измеренной восприимчивости $\chi_s + \chi_\sigma$ доминирует вклад меди. Однако измеренная полная макроскопическая восприимчивость $La_{1-x}Sr_xCuO_{4+\delta}$ при этих температурах может иметь совсем другую величину и температурную зависимость по сравнению с перенормированным взаимодействием с ионами марганца спиновой восприимчивостью меди χ_σ , которая входит в теоретическую формулу (1). Кроме того, условия сильного «узкого горла», для которого записаны формулы (1) и (3), могут не выполняться для самой низкой концентрации ионов марганца ($y = 0.01$).

Использование экспериментальной зависимости $(T_1^{-1})_{NMR}$ от температуры вместо модельной T^α не ухудшило качества подгонки по сравнению с [1]. Более того, поскольку слагаемое в (1), содержащее $\Gamma_{\sigma\sigma}$, определяет низкотемпературное поведение ширины линии ЭПР, для которого отмечается хорошее согласие с экспериментом для всех кривых на обоих рисунках, мы можем сделать вывод о схожести процесса релаксации однородной намагниченности ионов марганца и ядер меди к электронной спиновой системе ионов меди в медно-кислородных плоскостях. Отсюда мы делаем вывод об адекватной совместимости ЭПР-результатов с данными ЯМР-измерений.

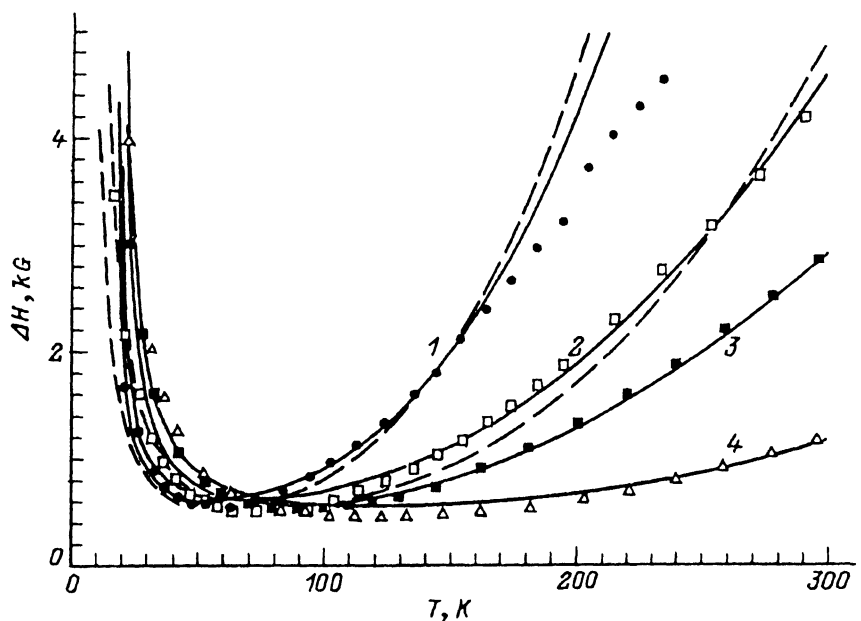


Рис. 1. Температурная зависимость ширины линии ЭПР ионов Mn^{2+} в $La_{1-x}Sr_xCu_{1-y}Mn_yO_{4+\delta}$ с различным содержанием марганца. y : 1 — 0.01, 2 — 0.02, 3 — 0.03, 4 — 0.06. Штриховые линии — результаты подгонки из [1], сплошные — подгонка по формуле (3). Значения подгоночных параметров сведены в таблицу.

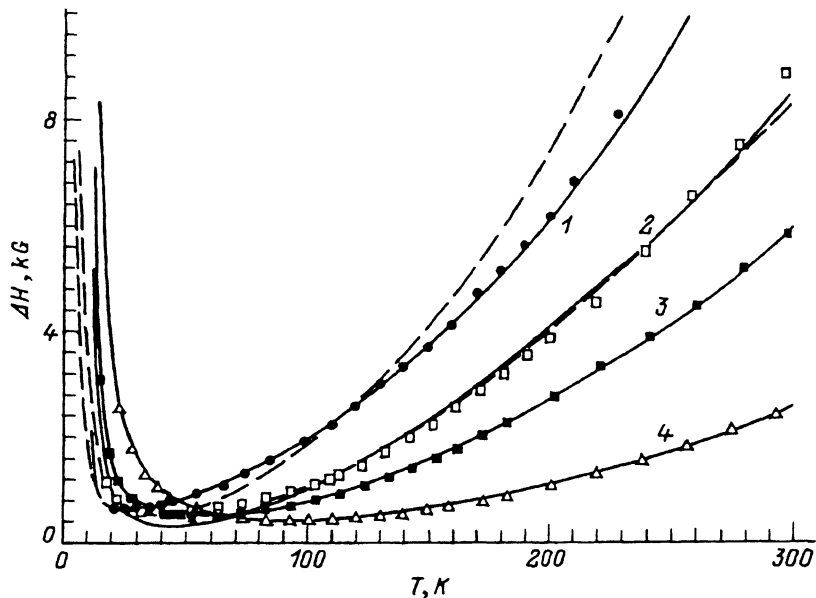


Рис. 2. Температурная зависимость ширины линии ЭПР ионов Mn^{2+} в $La_{1-x}Sr_xCu_{1-y}Mn_yO_{4+\delta}$.
 Обозначение кривых то же, что и на рис. 1

Близость параметра β к единице подтверждает гипотезу о фермиевском характере статистики элементарных возбуждений медно-кислородных плоскостей. По сравнению с [1] значительно уменьшился разброс величины параметра B в формуле (3) внутри каждой серии измерений $\Delta H(T)$ при неизменном содержании стронция x . Эта величина, оказавшаяся слабо зависящей от концентрации Mn, является важной характеристикой плотности состояний элементарных возбуждений в плоскостях CuO_2 , хотя явное микроскопическое ее содержание до сих пор не вполне ясно. Средняя величина $B = 0.039 \text{ kOe/K}$ позволяет нам оценить величину уширения линии ЭПР при комнатной температуре, обусловленную релаксацией медных спинов к возбуждени-

Значения подгоночных параметров уравнения (3) для ширины линии ЭПР Mn^{2+} в $La_{2-x}Sr_xCu_{1-y}Mn_yO_{4+\delta}$

Sr(x)	Mn(y)	B, kG/K	A, kG/K	ΔH_0 , kG
0.1	0.01	0.041	604.7	0.282
0.1	0.02	0.046	895.4	0.198
0.1	0.03	0.049	1922.7	-0.180
0.1	0.06	0.030	2261.0	-0.246
0.2	0.01	0.025	62.8	0.471
0.2	0.02	0.042	427.3	-0.390
0.2	0.03	0.036	560.9	-0.251
0.2	0.06	0.039	1356.0	-0.716

ям медно-кислородных плоскостей в ~ 12 kOe, что делает линию ЭПР ионов меди ненаблюдаемой при высоких температурах. Параметр A , характеризующий распределение локальных полей, почти линейно растет с увеличением концентрации Mn , что указывает на то, что это распределение обусловлено, возможно, взаимодействием между ионами Mn через поле антиферромагнитных парамагнетиков.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (грант N RH6000, RH6300).

Список литературы

- [1] B.I. Kochelaev, L. Kan, B. Elschner, S. Elschner. Phys. Rev. **B49**, 18, 13106 (1994).
- [2] K.N. Shrivastava. Phys. Rep. **200**, 2, 51 (1991).
- [3] J.H. van Vleck. Phys. Rev. **59**, 724 (1941).
- [4] S.E. Barnes. Adv. Phys. **30**, 801 (1981).
- [5] S. Ohsugi, Y. Kitaoka, K. Ishida. et al. Physica **B 186-188**, 1027 (1993).
- [6] Y.-Q. Song, M.A. Kennard, K.R. Poeppelmeier, W.P. Halperin. Phys. Rev. Lett. **70**, 20, 3131 (1993).