

Неоднородное состояние электронной системы в сверхпроводящем купрате $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$: ^{63}Cu , ^{17}O ЯМР исследование

Ю. В. Пискунов¹⁾, В. В. Оглобличев, С. В. Верховский

Институт физики металлов Уральского отд. РАН, 620041 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 1 ноября 2007 г.

Выполнено ^{63}Cu , ^{17}O ЯМР исследование зарядовых флуктуаций в квазиодномерных дырочно допированных купратах с лестничной структурой (спин-лэддерах) $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ (Ca-0) и $\text{Sr}_2\text{Ca}_{12}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ (Ca-12). Измерены скорости затухания спинового эха $^{17}(1/T_2)$ и $^{63}(1/T_2)$ в диапазоне температур $T = (10-300)$ К. В соединении Ca-0 изменение $^{17}(1/T_2)$ и $^{63}(1/T_2)$ является монотонным во всей области температур ЯМР исследования. В составе с высоким содержанием Ca обнаружены выраженные пики в скоростях релаксации $^{17}(1/T_2)$ и $^{63}(1/T_2)$ при температурах 25 и 50 К, соответственно. Данный результат указывает на то, что в сверхпроводящем Ca-12 имеют место коллективные низкочастотные ($\tau_c \sim T_2$) флуктуации зарядовой плотности с энергией активации $E_A = 100(10)$ К, которые постепенно замедляются с понижением температуры. Амплитуда флуктуаций электронной плотности составляет всего (1–2)% дырок на позицию. Выполнены эксперименты по измерению сигнала двойного резонанса спинового эха (SEDOR) ^{17}O – ^{63}Cu в оксидах $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ с $x = 0$ и $x = 12$ в зависимости от температуры и ориентации монокристаллов в магнитном поле. Измерены константы косвенного гетероядерного (^{17}O – ^{63}Cu) взаимодействия ядерных спинов через электронную систему зоны проводимости. Прямые оценки констант косвенного взаимодействия для ближайших соседей атомов O1–Cu и O2–Cu, а также SEDOR эксперименты с селективными возбуждениями отдельных участков ЯМР спектров ^{17}O и ^{63}Cu дают убедительные свидетельства в пользу развития микроскопически неоднородного по кристаллу распределения спиновой плотности.

PACS: 74.25.Jb, 74.72.Jt, 76.60.Es, 76.70.Fz

В последние годы заметно возрос интерес к квазиодномерным системам с лестничной структурой (спин-лэддерам), к классу которых относится оксид $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ [1]. Наличие щели в спектре спиновых возбуждений, а также возникновение под высоким гидростатическим давлением (3–8 ГПа) сверхпроводимости с d -симметрией сверхпроводящего параметра порядка в спин-лэддерах $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ сближает последние с ВТСП купратами. Низкая размерность лэддеров позволяет применять к ним более простые, чем к 2D системам, теоретические модели для анализа спиновых и зарядовых возбуждений. Тем самым спин-лэддеры являются естественными модельными объектами при переходе к анализу электронного строения 2D ВТСП купратов. Теоретически было показано, что в низкоразмерных купратах может быть реализован широкий спектр различных типов основных состояний, конкурирующих и сосуществующих между собой при определенных условиях. Так $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ имеет спинжидкостное основное состояние с конечной спиновой щелью [2] и дальним антиферромагнитным порядком

[3, 4], сосуществующим со спиновыми синглетами и дырочными парами при низких температурах. Было предсказано, что дырки, допируемые в проводящий Cu_2O_3 слой, образуют пары на перекладинах (“рангах”) лестницы при температурах, много выше температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c , а ниже T_c образуют сверхпроводящий конденсат [1, 2]. Кроме того, касательно лэддера $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ нерешенным остается вопрос о том, определяются ли его электронные свойства в нормальном состоянии поведением индивидуальных частиц или же они обусловлены коллективными эффектами типа волн зарядовой плотности (ВЗП). Какое именно основное состояние является конкурирующим к сверхпроводящему состоянию (СС) в спин-лэддерах и каковы микроскопические причины смещения баланса в сторону СС, возникающего под высоким давлением, – вопросы, ждущие своего решения. Одним из кандидатов на состояние, конкурирующее с СС, является состояние ВЗП. В ряде спектроскопических исследований спин-лэддеров $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ были обнаружены признаки существования в Cu_2O_3 -слоях состояния ВЗП [5–11]. Однако в этих работах интерпретации экспериментальных результатов существенно

¹⁾e-mail: piskunov@imp.uran.ru

отличаются. Согласно данным оптической спектроскопии [6, 7, 9] волны зарядовой плотности в “лэддерном” слое $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ наблюдаются в составах с $0 \leq x \leq 9$ и исчезают при $x > 9$. Причем в диапазоне $0 \leq x < 9$ ВЗП являются двумерными, а при $x = 9$ имеют 1D характер. Напротив, в исследованиях методом рамановской спектроскопии [5] обнаружено одномерное ВЗП состояние во всех составах вплоть до $x = 12$. В недавних экспериментах по резонансному рентгеновскому рассеянию [8, 10, 11] было показано, что в $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ в составах с $x = 0$ и $x = 10-12$ реализуется так называемый дырочный кристалл – связанные состояния дырка-дырка, упорядоченные в периодическую структуру. Дырочный кристалл в спин-лэддере CaX представляет собой, по мнению авторов [8, 10, 11], стоячую волну зарядовой плотности, соизмеримую с периодом решетки. Так в Ca-0 период ВЗП составляет пять, а в составах Ca-10-Ca-12 – три параметра решетки c . Предполагается, что дырочные пары размещаются на перекладинах лестницы. Данное предположение подтверждается теоретическими расчетами в [12].

В ряде работ было показано, что характерной особенностью медь-кислородных слоев в ВТСП купратах является корреляция в распределении зарядовой и спиновой плотностей в слое [13, 14]. Неоднородное распределение заряда сопровождается также неоднородным распределением спиновой плотности, характеризующимся локальной спиновой восприимчивостью $\chi'(\mathbf{r}_j)$. Уникальную информацию об особенностях пространственной дисперсии спиновой восприимчивости и сверхтонких электрон-ядерных связях можно получить, исследуя косвенные спин-спиновые взаимодействия (КССВ) между ядерными спинами. Подобные сведения являются ключевыми при обсуждении неоднородного состояния электронной спиновой системы с существенными кулоновскими корреляциями. В подавляющем большинстве случаев в твердом теле не представляется возможным измерить константу КССВ – $^{15}J_{\text{ind}}$ по характерному расщеплению линии неоднородно уширенного спектра ЯМР. В данной работе представлены результаты прямых измерений констант КССВ соседних атомов ^{17}O – ^{63}Cu ($^{17-63}J_{\text{ind}}$) в оксидах $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ и $\text{Sr}_2\text{Ca}_{12}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ методом измерения сигнала двойного резонанса спинового эха (SEDOR) ^{17}O – ^{63}Cu . Полученные данные позволили сделать вывод о существенно неоднородном, ближнего порядка, распределении восприимчивости $\chi'(\mathbf{r}_j)$. Приведены также результаты измерений скорости затухания спинового эха $^{17}(1/T_2)$ и $^{63}(1/T_2)$ в диапазоне температур $T = (10-300)$ К. Обнаружено, что в сверхпроводя-

щем Ca-12 имеют место коллективные низкочастотные флуктуации зарядовой плотности, которые постепенно замедляются при низких температурах.

ЯМР измерения на ядрах кислорода ^{17}O и меди ^{63}Cu были выполнены на двух изотопно обогащенных монокристаллах $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ (Ca-0) и $\text{Sr}_2\text{Ca}_{12}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ (Ca-12) с различной степенью дырочного допирования “лэддерных” Cu_2O_3 -слоев в температурном диапазоне $T = (10-300)$ К в магнитном поле 94 кЭ. Сигнал спинового эха $E(2\tau)$ формировался с использованием последовательности $\pi/2 - \tau - \pi - \tau - \text{эхо}$ двух когерентных радиочастотных импульсов, создающих в резонансной катушке с образцом переменное магнитное поле с амплитудой круговой компоненты $H_1 \sim 200$ Э.

На рис.1 представлены температурные зависимости скоростей ядерной спин-спиновой релаксации

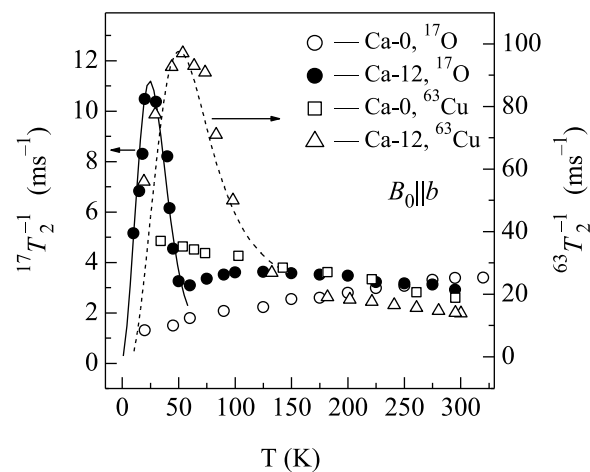


Рис.1. Температурные зависимости $^{17,63}(1/T_2)$ в Ca-0 и Ca-12 . Сплошная и штриховая линии – результаты аппроксимации данных выражением (2)

$^{17}(1/T_2)$ и $^{63}(1/T_2)$ для оксидов Ca-0 и Ca-12 . В слабо допированном оксиде Ca-0 наблюдается монотонное изменение с температурой скорости затухания сигнала эха ядер ^{17}O и ^{63}Cu . В то же время в сверхпроводящем Ca-12 составе $^{17}(1/T_2)$ и $^{63}(1/T_2)$ имеют выраженные пики при температурах $T = 25$ К и $T = 50$ К, соответственно. Дополнительный вклад в $1/T_2$ изменяет характер затухания спинового эха с гауссова $\exp(-(2\tau)^2/2(T_2G)^2)$ выше области температур существования пиков на экспоненциальный $\exp(-2\tau/T_2)$ в области пиков.

Вблизи $T = 50$ К отношение скоростей $^{63}(1/T_2)/^{65}(1/T_2) = 1.14$ для двух изотопов меди ^{63}Cu и ^{65}Cu ближе к отношению квадратов их ядерных квадрупольных моментов $(^{63}Q/^{65}Q)^2 = 1.17$, чем к отношению квадратов магнитных моментов

$(63\gamma/65\gamma)^2 = 0.87$. Это указывает на то, что пик в скорости релаксации вызван флуктуациями градиента электрического поля (ГЭП). Флуктуации ГЭП, в свою очередь, вызывают флуктуации частоты прецессии ядерных спинов с амплитудой Δ и временем корреляции τ_c . Скорость затухания спинового эха в этом случае достигает своего максимального значения при $\Delta \cdot \tau_c = 1$. Эта ситуация может быть выражена эмпирической формулой [15]

$$\frac{1}{T_2} = \frac{\Delta^2 \tau_c}{1 + (\Delta \tau_c)^2}. \quad (1)$$

Тогда $(1/T_2)_{\max} = \Delta/2 = 1/2\tau_c$. В предположении термически активированной зависимости времени корреляции $\tau_c = \tau_\infty \exp(E_A/k_B T)$, где E_A – энергия активации, выражение (1) может быть переписано в виде

$$\frac{1}{T_2} = \frac{\Delta^2 \tau_\infty \exp(E_A/k_B T)}{1 + (\Delta \tau_\infty)^2 \exp(2E_A/k_B T)}. \quad (2)$$

Температурные зависимости $^{17,63}(1/T_2)$ в Са-12 были аппроксимированы выражением (2) при фиксированных значениях $\Delta = 2(1/T_2)_{\max}$. В результате аппроксимации данных были получены одни и те же значения $\tau_\infty = 6(1) \cdot 10^{-7}$ с и $E_A = 100(10)$ К для $^{17}(1/T_2)$ и $^{63}(1/T_2)$. Это говорит о том, что спин-спиновая релаксация ядер меди и кислорода обусловлена одним и тем же процессом, вызывающим флуктуации частот прецессии этих ядер.

Экспоненциальный характер затухания спинового эха, квадрупольный механизм релаксации в области температур, где наблюдаются пики в $^{17,63}(1/T_2)$, а также возможность аппроксимации этих пиков выражением (2) позволяют утверждать, что спин-спиновая релаксация ядерных моментов ^{17}O и ^{63}Cu обусловлена низкочастотными ($\tau_c \sim T_2$) флуктуациями ГЭП, которые постепенно замедляются с понижением температуры. Такие флуктуации могут быть вызваны движением либо электронных, либо ионных зарядов. В настоящее время отсутствуют свидетельства столь низкочастотных решеточных флуктуаций в спин-лэддерах. Наиболее вероятно, что флуктуации ГЭП связаны с нестабильностью в системе электронных зарядов. Кроме того, динамика с $1/\tau_c \sim (10^4 - 10^5) \text{ с}^{-1}$ является слишком медленной, чтобы быть связанной с движением индивидуальных носителей заряда. Мы полагаем, что пики в T зависимостях $^{17,63}(1/T_2)$ обусловлены коллективными модами флуктуаций электронного заряда. В пользу этого предположения свидетельствуют недавно обнаруженные в экспериментах по резонансному рентгеновскому рассеянию [8, 11], оптической проводимости [7] и

рамановскому рассеянию [9] признаки коллективного зарядового упорядочения типа ВЗП или дырочного кристалла как в Са-0 [7–11], так и в Са-12 [8, 10, 11] оксидах. Из наших результатов следует, однако, что распределение заряда в оксиде Са-12 остается, в основном, однородным вплоть до низких температур. Имеет место лишь модуляция однородного распределения зарядовой плотности с амплитудой порядка (1–2)% дырки на позицию. Об этом свидетельствует то, что амплитуда флуктуаций $\Delta \sim (10-100)$ кГц на 2 порядка величины меньше той, что ожидается в случае, если все носители в “лэддерном” слое Cu_2O_3 находятся в локализованном состоянии зарядового упорядочения. По-видимому, малостью амплитуды зарядовых модуляций объясняется и отсутствие решеточных искажений, имеющих место в случае обычных пайерловских ВЗП [8].

Таким образом, результаты данного исследования свидетельствуют о наличии коллективной зарядовой неустойчивости в Са-12. Этот оксид близок к зарядовому упорядочению и демонстрирует необычное, отличающееся от “классического”, состояние ВЗП. В экспериментах по измерению спин-спиновой релаксации мы можем фиксировать только переход к состоянию ВЗП. Поэтому отсутствие пиков в $^{17,63}(1/T_2)$ Са-0 оксида может быть связано с тем, что ВЗП упорядочение в этом составе происходит при температуре выше комнатной.

Для получения дополнительной информации о механизме поперечной релаксации спинов кислорода и для прямого измерения константы косвенного гетероядерного ($^{17}\text{O}-^{63}\text{Cu}$) взаимодействия ядерных спинов через электронную систему зоны проводимости нами были выполнены эксперименты по измерению SEDOR $^{17}\text{O}-^{63}\text{Cu}$. Гетероядерное взаимодействие H_{IS} между ядерным спином I (^{17}O) и спинами S (^{63}Cu) содержит два основных вклада

$$H_{IS} = \sum_j \{ \gamma_I \gamma_S \hbar^2 / 2r_j^3 \} (3 \cos^2 \theta_j - 1) I_z S_{jz} + \sum_j \hbar^{17-63} J_{\text{ind},1j} I_z S_{jz}. \quad (3)$$

Первое слагаемое в (3) учитывает классическое дипольное взаимодействие магнитных моментов спинов I и S , имеющих различные ларморовские частоты ν_{0I} и ν_{0S} , соответственно. Дипольный вклад зависит от θ – угла между направлением магнитного поля и вектором \mathbf{r} , соединяющим взаимодействующие ядра атомов O и Cu . Второе слагаемое описывает косвенное взаимодействие $H_{IS,\text{ind}}$ ядерных спинов I и S . В оксидах $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ взаимодействие $H_{IS,\text{ind}}$ является анизотропным, поскольку, как было установлено ранее в [16], имеет место

анизотропия сверхтонких магнитных полей $^{17}H_{hf}$ и $^{63}H_{hf}$. В выражении (3) мы пренебрегли компонентами спин-спинового взаимодействия, содержащими слагаемые $I_x S_x$, $I_y S_y$. Такое приближение справедливо, если разность частот прецессии соседних взаимодействующих спинов много больше $^{17-63}J_{\text{exp}} = ^{17-63}J_{\text{ind}} + ^{17-63}J_{\text{dip}}$, то есть $|(\nu_i - \nu_j)| \gg ^{17-63}J_{\text{exp}}$ [18]. Поскольку ларморовские частоты ядер ^{17}O и ^{63}Cu в магнитном поле $B_0 = 94$ кЭ различаются на десятки МГц, упрощение гамильтониана до формы (3) в данном случае вполне обосновано. Для константы $^{17-63}J_{\text{ind},ij}^b$ можно записать выражение

$$^{17-63}J_{\text{ind},ij}^b = \gamma_I \gamma_S \hbar \Sigma_j ^{17}H_{\text{hf}}^b ^{63}H_{\text{hf}}^b \chi'(\mathbf{r}_j), \quad (4)$$

где $^{63}H_{\text{hf}}^b = 120(10)$ кЭ/ μ_B – сверхтонкое поле на ядре меди, $^{17}H_{\text{hf}}^b = 70(5)$ кЭ – наведенное (transferred) сверхтонкое поле, создаваемое на ядре ^{17}I соседним катионным окружением [16].

Характерное время $^{17}T_2$ затухания сигнала спинового эха ядер кислорода $^{17}E(2\tau)$ определяется, в основном, флуктуациями во времени z -компонент локальных полей, связанных с “*flip-flop*” процессами спин-решеточной релаксации T_1 в спиновой динамике спинов S соседних катионов. Наблюдение эволюции ядерной намагниченности спинов I под действием статической части гетероядерных взаимодействий $^{17}\text{O}-^{63}\text{Cu}$ в Ca-0 и Ca-12 было выполнено в ходе экспериментов по двойному $^{17}\text{O}-^{63}\text{Cu}$ резонансу спинового эха на двух кристаллографически неэквивалентных позициях кислорода O1 и O2 [16] в “лэддерной” плоскости Cu_2O_3 при температурах $T = 20$ К и $T = 90$ К при ориентации внешнего магнитного поля $B_0 \parallel \mathbf{b}$. Эксперименты по двойному резонансу спинового эха проводились в два этапа. На первом этапе (вставка на рис.2) последовательность радиоимпульсов $(\pi/2)_I - \tau - \pi_I$ прикладывалась на частоте $^{17}\nu_{0I} = 56.4$ МГц к спидам и в момент времени 2τ регистрировалась амплитуда спинового эха $^{17}E_0(2\tau)$. На втором этапе одновременно с импульсом π_I прикладывался дополнительный π_S -импульс на частоте $^{63}\nu_{0S} \approx 10^7$ МГц, инвертирующий направление локальных полей от спинов S . В результате амплитуда спинового эха $^{17}E(2\tau)$ в момент 2τ уменьшается по сравнению с $^{17}E_0(2\tau)$. Сигнал двойного резонанса $m(2\tau)$ определяется отношением $m(2\tau) = ^{17}E(2\tau)/^{17}E_0(2\tau)$. Напомним, что в общем случае зависимость от времени $m(2\tau)$ имеет вид произведения:

$$m(2\tau) = \exp(-2\tau/T_2^*) \prod_{n=1}^N A_n \cos(^{17-63}J_n \tau), \quad (5)$$

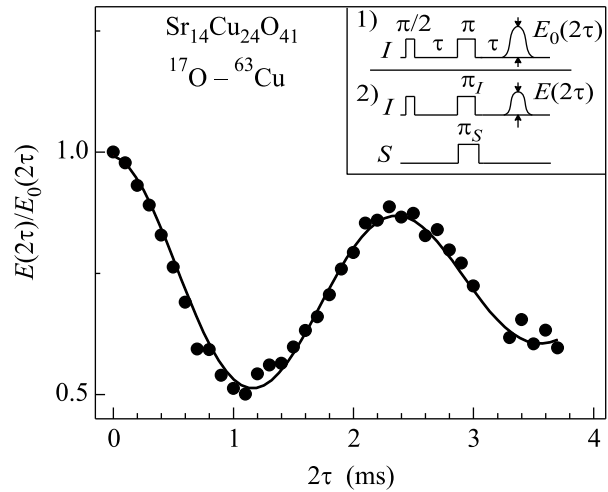


Рис.2. Сигнал $m(2\tau) = ^{17}E(2\tau)/^{17}E_0(2\tau)$ в оксиде $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ при $T = 20$ К; сплошная линия – результат аппроксимации данных $m(2\tau)$ выражением вида: $m(2\tau) \propto \exp(-2\tau/T_2) \cdot \cos(J_{\text{exp}}\tau) + b$. На вставке в верхней части рисунка изображена последовательность радиоимпульсов, возбуждающих спин-системы $I(^{17}\text{O})$ и $S(^{63}\text{Cu})$ в ходе экспериментов по двойному резонансу спинового эха

где N – число ближайших соседей; A_n – амплитуды колебаний; T_2^* – характерное время затухания сигнала SEDOR, обусловленное другими механизмами спин-спиновой и спин-решеточной релаксаций, которые приводят к флуктуациям во времени локального магнитного поля в месте расположения ядер кислорода. Появление осцилляций в сигнале SEDOR следует ожидать для почти изолированных пар ядер $^{17}\text{O}-^{63}\text{Cu}$. В этом случае выражение (5) принимает наиболее простой вид:

$$m(2\tau) = A \exp(-2\tau/T_2^*) \cos(^{17-63}J_n \tau). \quad (6)$$

На рис.2 приведены результаты измерений $m(2\tau)$, выполненные при $T = 20$ К на позиции кислорода O2 (кислород на перекладинах спиновой лестницы) монокристалла $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$. Зависимость $m(2\tau)$ имеет явно выраженный осциллирующий характер с частотой $^{17-63}J_{\text{exp}} = 840(30)$ Гц, указывающий на короткодействующий характер косвенного гетероядерного взаимодействия $^{17}\text{O}-^{63}\text{Cu}$.

Данные были аппроксимированы выражением вида $m(2\tau) \propto \exp(-2\tau/T_2) \cdot \cos(J_{\text{exp}}\tau) + b$. В случае гетероядерного спин-спинового взаимодействия необходимо учитывать вклад в J_{exp} константы дипольного взаимодействия J_{dip} , величина которой того же порядка, что и J_{ind} . Вклад J_{dip} может быть рассчитан с использованием данных по значениям решеточных параметров [19]:

$$^{17-63}J_{\text{dip}} = \hbar \frac{\gamma_{\text{O}} \gamma_{\text{Cu}}}{r^3} (1 - 3 \cos^2(\Theta)).$$

Тогда соответствующие константы КССВ равны $^{17-63}J_{\text{ind}} = ^{17-63}J_{\text{exp}} - ^{17-63}J_{\text{dip}}$. Результаты измерений констант дипольного и косвенного гетероядерных спин-спиновых взаимодействий представлены в таблице. Попытки же наблюдать SEDOR сигнал в составе Ca-12 при $T = 20$ К (в районе пика) не увенчались успехом, что также указывает на немагнитную природу механизма поперечной релаксации в этой области температур.

Значения констант дипольного и косвенного гетероядерных спин-спиновых взаимодействий, измеренные на двух кристаллографически неэквивалентных позициях кислорода O1 и O2 в составах Ca-0 и Ca-12 при температурах $T = 20$ К и $T = 90$ К при ориентации внешнего магнитного поля $B_0 \parallel b$

T, К	Sr ₁₄ Cu ₂₄ O ₄₁				Sr ₂ Ca ₁₂ Cu ₂₄ O ₄₁			
	J_{dip}^b , Гц		J_{ind}^b , Гц		J_{dip}^b , Гц		J_{ind}^b , Гц	
	O1	O2	O1	O2	O1	O2	O1	O2
90	550	590	260	370	580	600	280	395
20	570	620	130	220	600	640	-	-

Как видно из таблицы, значения J_{ind}^b для позиций O1 и O2 различаются примерно в 1.5 раза. Принимая во внимание примерное равенство значений сверхтонких полей на позициях кислорода O1 и O2 $^{17}H_{\text{hf}}^b$ [16] и используя выражение (4), видим, что данный результат свидетельствует о существенно неоднородном, ближнего порядка, распределении восприимчивости $\chi'(\mathbf{r}_j)$.

Мы также определили характерные масштабы изменения локальных магнитных полей в слое Cu₂O₃ спин-лэддера Ca-12, выполнив $^{17}\text{O}-^{63}\text{Cu}$ SEDOR эксперименты. Для этого измерялось спиновое эхо от ядер кислорода на определенной частоте спектра центрального перехода ^{17}O с и без возбуждения различных участков спектра центрального перехода ^{63}Cu . Уменьшение сигнала спинового эха ^{17}O может иметь место, если только ядра кислорода и меди, возбуждаемые на выбранных частотах, являются ближайшими соседями, то есть связаны друг с другом спин-спиновым взаимодействием. В наших экспериментах наблюдалось уменьшение величины эха от ^{17}O на всех частотах кислородного спектра при возбуждении любого частотного диапазона спектра ^{63}Cu , свидетельствуя о том, что локальные магнитные поля на ядрах меди, являющихся ближайшими соседями ^{17}O -зонда, сильно различаются. Другими словами, разница в магнитных сдвигах соседних ядер меди порядка полной ширины линии ЯМР указы-

вает на микроскопически неоднородное распределение спиновой плотности в оксиде Ca-12. Тот факт, что ядра кислорода, находящиеся, например, в областях с высокой спиновой плотностью, реагируют на возбуждение ядер меди, расположенных в областях с низкой спиновой плотностью (а это возможно, если только они являются ближайшими соседями), говорит о том, что характерный масштаб существенного изменения локальных магнитных полей в слое Cu₂O₃ составляет порядка одного параметра решетки.

В заключение можем подвести итог. В спин-лэддерах Sr₁₄Cu₂₄O₄₁ (Ca-0) и Sr₂Ca₁₂Cu₂₄O₄₁ (Ca-12) измерены скорости затухания спинового эха $^{17}(1/T_2)$ и $^{63}(1/T_2)$ в диапазоне температур $T = (10-300)$ К. В сверхпроводящем составе Ca-12 обнаружен выраженный пик в скорости спин-спиновой релаксации $^{17}(1/T_2)$ при температуре $T = 25$ К. Совместный анализ релаксационных характеристик ядер меди и кислорода показал, что в Ca-12 спин-спиновая релаксация ядерных моментов ^{17}O и ^{63}Cu обусловлена коллективными низкочастотными ($\tau_c \sim T_2$) флуктуациями зарядовой плотности с энергией активации $E_A = 100(10)$ К, которые постепенно замедляются с понижением температуры. Амплитуда флуктуаций электронной плотности составляет всего (1-2)% дырок на позицию. Представленные в работе результаты измерений и последующего анализа сигнала двойного резонанса спинового эха $^{17}\text{O}-^{63}\text{Cu}$ позволили выяснить особенности косвенного гетероядерного ($^{17}\text{O}-^{63}\text{Cu}$) взаимодействия ядерных спинов через электронную систему зоны проводимости для составов Ca-0 и Ca-12. Прямые оценки констант косвенного взаимодействия для ближайших соседей атомов O1-Cu и O2-Cu, а также SEDOR эксперименты с селективными возбуждениями отдельных участков ЯМР спектров ^{17}O и ^{63}Cu дают убедительные свидетельства в пользу развития микроскопически неоднородного по кристаллу распределения спиновой плотности. В ближайшее время предполагается выполнить измерения спин-спиновой релаксации в оксидах Ca-0 и Ca-12 под высоким гидростатическим давлением.

Авторы благодарны Д. Жерому (D. Jeromé) и А. Ревколевски (A. Revcolevschi) за предоставление образцов, а также А. Якубовскому и А. Инюшкину за обогащение образцов изотопом кислорода ^{17}O . Работа выполнена по плану РАН в рамках темы 01.2.006 13395, а также поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта # 05-02-17846.

1. E. Dagotto, Rep. Prog. Phys. **62**, 1525 (1999).
2. E. Dagotto, J. Riera, and D. Scalapino, Phys. Rev. B **45**, 5744 (1992).
3. T. Nagata, H. Fujino, J. Akimitsu et al., J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 2206 (1999).
4. S. Ohsugi, K. Magishi, S. Matsumoto et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 4715 (1999).
5. G. Blumberg, P. Littlewood, A. Gozar et al., Science **297**, 58 (2002).
6. B. Gorshunov, P. Haas, T. Room et al., Phys. Rev. B **66**, 060508(R) (2002).
7. T. Vuletic, T. Ivek, B. Korin-Hamzic et al., Phys. Rev. B **71**, 012508 (2005).
8. P. Abbamonte, G. Blumberg, A. Rusydi et al., Nature (London) **431**, 1078 (2004).
9. K.-Y. Choi, M. Grove, P. Lemmens et al., Phys. Rev. B **73**, 104428 (2006).
10. A. Rusydi, P. Abbamonte, H. Eisaki et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 016403 (2006).
11. A. Rusydi, M. Berciu, P. Abbamonte et al., Phys. Rev. B **75**, 104510 (2007).
12. K. Wohlfeld, A. M. Oleś, and G. A. Sawatzky, Phys. Rev. B **75**, 180501 (2007).
13. J. Haase, C.P. Slichter, R. Stern et al., J. Superconductivity **13**, 723 (2000).
14. N.J. Curro, P. C. Hammel, B. J. Suh et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 642 (2000).
15. S.M. De Soto, C.P. Slichter, A.M. Kini et al., Phys. Rev. B **54**, 16101 (1996).
16. Yu. Piskunov, D. Jeromé, P. Auban-Senzier et al., Phys. Rev. B **69**, 014510 (2004).
17. Yu. Piskunov, D. Jeromé, P. Auban-Senzier et al., Phys. Rev. B **72**, 064512 (2005).
18. C.P. Slichter, Principles of Magnetic Resonance, New York: Springer-Verlag, 1990.
19. S. Pashot, Ph D. thesis, Universite de Grenoble (France), 1999.