Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 8, с. 552 – 556 © 2019 г. 25 апреля

Формирование фазы антиферромагнитного металла в допированном электронами оксиде $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ по данным ЯМР ^{17}O

З. Н. Волкова[+1)], *С. В. Верховский*[+], *А. П. Геращенко*[+], *А. Ю. Гермов*[+], *К. Н. Михалев*[+], *А. Ю. Якубовский*[*], *Е. И. Константинова*[×], *И. А. Леонидов*[×]

[+]*Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия*

[*]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[×]*Институт химии твердого тела Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 10 января 2019 г.
После переработки 5 марта 2019 г.
Принята к публикации 7 марта 2019 г.

Методом ядерного магнитного резонанса на ядрах ^{17}O экспериментально исследовано распределение спиновой плотности коллективизированных электронов, n_{eg}, и их влияние на парные корреляции локализованных спинов $S(t_{2g})$ ионов Mn^{4+} в кубическом антиферромагнетике $Sr_{1-x}La_xMnO_3$ ($x = 0.02$; $T_N = 230$ K; магнитная структура G-типа). В парамагнитной фазе обнаружены области с $n_{eg} > x$, в которых локальная спиновая восприимчивость пар атомов Mn следует зависимости $\chi \sim (T - \Theta)^{-1}$ с $\Theta = 20(5)$ K, указывающей на рост в этих областях ферромагнитного типа спиновых корреляций соседних магнитных ионов. С понижением температуры доля пар Mn–O–Mn ($n_{eg} > x$) увеличивается. Ниже T_N взаимно-проникающие сетки связей Mn–O–Mn с различной концентрацией коллективизированных e_g электронов формируют фазу антиферромагнитного металла. Обсуждается роль эффектов слабой локализации как основной причины магнитной неоднородности фазы антиферромагнитного металла в $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$.

DOI: 10.1134/S0370274X19080113

Переход металл–изолятор в допированных магнитных оксидах является ключевой задачей исследований этого класса сильнокоррелированных систем [1, 2]. Зарядовые и спиновые неоднородности, возникающие на диэлектрической стороне перехода в антиферромагнитно (АФ) упорядоченной матрице магнитных ионов Mn^{3+} ($^3t_{2g}{}^1e_g$) дырочно допированных манганитов $Sr_{1-x}La_xMnO_3$ ($x > 0.7$) являются надежно установленным фактом [3, 4]. Основные характеристики фазово-расслоенного состояния манганитов: высокая термическая устойчивость ферромагнитных (ФМ) кластеров, магнитных поляронов (МП), особенности диффузионной подвижности МП малого радиуса, перколяционная природа перехода в фазу ФМ металла получили достаточное микроскопическое обоснование в модели двойного обмена, учитывающей кулоновское взаимодействие между допированными электронами и поляронное сужение зоны проводимости за счет коллективного эффекта Яна–Теллера [5–8].

При допировании электронами оксида марганца $SrMnO_3$, не содержащего ян-теллеровских ионов, обладающего кристаллической структурой кубического перовскита, $Pm3m$, и демонстрирующего ниже $T_N \sim 240$ K антиферромагнитное G-типа упорядочение локализованных спинов $S(t_{2g})$ ионов Mn^{4+} ($^3t_{2g}{}^0e_g; S = 3/2$), формирование проводящей фазы является исключительно результатом конкуренции антиферромагнитного суперобменного взаимодействия между локализованными спинами S ионов Mn^{4+} и ферромагнитного посредством механизма двойного обмена (ДО) взаимодействия локализованных спинов с коллективизированными электронами спин-поляризованной e_g зоны проводимости [9–11]. Широкая ($W_{eg} \sim 1.5$ эВ [11]) орбитально вырожденная зона проводимости минимизирует энергетические барьеры межузельных перескоков e_g электронов и способствует росту эффективности механизма ДО на трехмерной сетке 180° связей Mn–O–Mn, тем самым приближая кубический $SrMnO_3$ к переходу в металлическую фазу [12]. В отличие от дырочно-допированных манганитов, уже при достаточно малой концентрации допированных электронов $x \geq 0.01$ в $Sr_{1-x}La_xMnO_3$ наблюдается температурная зависимость удельного сопротивления $d\rho/dT \geq 0$ [13], характерная для метал-

[1)]e-mail: volkovazn@imp.uran.ru

лического состояния. Однако реализация однородной фазы АФ металла [14] во многом зависит от эффективности экранирования избыточного заряда ионов-допантов – потенциальных ловушек допированных электронов. Электронное допирование путем создания вакансий в подрешетке атомов кислорода в $SrMnO_{3-x/2}$ [15, 16] или гетеровалентного замещения в подрешетке немагнитного катиона Sr^{2+} в $Sr_{1-x}La_xMnO_3$, $Sr_{1-x/2}Ce_{x/2}MnO_3$ [13, 17] сопровождается появлением при $T < T_N/10$ в изотермах перемагничивания $M(H)$ ферромагнитного вклада M_{FM} (рис. 1). Наличие в той же области температур двух

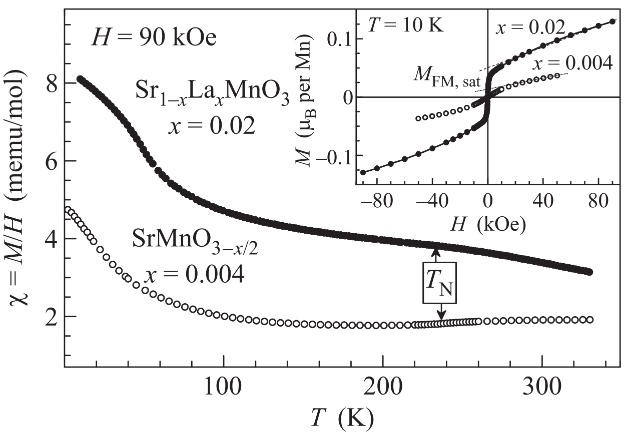

Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi_m = M/H$ и изотермы перемагничивания $M(H)$, измеренные с помощью магнитометра PPMS-9 (Quantum Design) в поликристаллических образцах кубических оксидов $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ ($T_N = 230(5)$ K) и $SrMnO_{2.998}$ ($T_N = 238.5(30)$ K) [18]

хорошо разрешенных линий ядерного магнитного резонанса (ЯМР) ^{55}Mn, соответствующих АФ и ФМ коррелированным спинам ионов Mn^{4+} [18, 19], является прямым свидетельством магнитной неоднородности допированного $SrMnO_3$ в основном состоянии, где АФ матрица сосуществует с ФМ кластерами. В $SrMnO_{3-x/2}$ все x электронов локализуются в потенциальных ямах ~ 25 мэВ [16, 18], формируя связанные МП.

В отличие от дырочного допирования, в $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ значительная доля допированных электронов остается коллективизированной, обеспечивая эффективный механизм Корринги [20] для скорости спин-решеточной релаксации ядер ^{87}Sr в областях фазы АФ металла [21]. Другой особенностью электронного допирования $SrMnO_3$ является низкая термическая устойчивость МП. Согласно результатам по ЯМР ^{87}Sr [21], ^{17}O [18], выше 40 K подавляющая доля МП разрушается и все x электронов делокализованы и принимают участие в механизме ДО. Неоднородное магнитное уширение линий ЯМР ^{87}Sr, ^{139}La свидетельствует о магнитной гетерогенности фазы АФ металла с более выраженным подкосом АФ G-типа структуры вблизи иона-допанта La^{3+} [21, 22].

В этой связи полученные в экспериментах по ЯМР ^{17}O локальные данные о плотности допированных электронов и парных спиновых корреляциях соседних ионов марганца вносят необходимую ясность в вопрос об источнике магнитной неоднородности парамагнитной фазы и фазы АФ металла в $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$.

Действительно, в перовскитной структуре оксида атом кислорода – непосредственный участник формирования ковалентных химических связей и соответствующих анизотропных обменных взаимодействий локализованных спинов $S(t_{2g})$ соседних ионов Mn^{4+}. Электронный перенос спиновой плотности $s_z(2p_\pi) = f_\pi S_z(t_{2g})$ на $2p_\pi$ орбитали кислорода приводит к анизотропному вкладу в сдвиг линии ЯМР ^{17}O: $K_{\text{hf}}(\alpha) = K_{\text{hf,ax}}(3\cos^2\alpha - 1)$, где α – угол между $H \parallel z$ и направлением связи Mn–O–Mn. При $x \ll 1$ [23]

$$K_{\text{hf,ax}} = -4/5\mu_B\langle r^{-3}\rangle_{2p} f_\pi \langle S_z(t_{2g})\rangle/2SH, \quad (1)$$

где $g\mu_B\langle S_z(t_{2g})\rangle/H = \chi_s(\text{Mn})$ – локальная спиновая восприимчивость ионов Mn, ближайших соседей зонда ЯМР ^{17}O. Изотропная компонента сверхтонкого магнитного сдвига линии ЯМР ^{17}O, $K_{\text{hf,iso}}$, возникает *при допировании оксида* в результате контактного взаимодействия Ферми ядра I с s спиновой плотностью $s_z(2s) = f_s s_z(e_g)$ коллективизированных допированных e_g электронов:

$$K_{\text{hf,iso}} = 2H_{\text{FC}}(2s) f_s \langle s_z(e_g)\rangle/H, \quad (2)$$

где $H_{\text{FC}}(2s)$ – магнитное поле, создаваемое на ядре I неспаренным O$(2s)$ электроном. Эти электроны становятся коллективизированными в O$(2s2p_\sigma)$–Mn(e_g) зоне проводимости, состояния которой имеют основной $|e_g\rangle$ характер и ФМ поляризованы вследствие сильного внутриатомного обменного взаимодействия $-Js(e_g)S(t_{2g})$ с локализованными t_{2g} электронами: $s_z(2s) = f_s s_z(e_g) = g(E_F) J S_z(t_{2g})$ [23]. При $x \ll 1$ плотность состояний $g(E_F) \propto n_{eg}/E_F$ [10], тогда выражение (2) принимает вид:

$$K_{\text{hf,iso}} = 2H_{\text{FC}}(2s) f_s (J/E_F) n_{eg}\langle S_z(t_{2g})\rangle/2SH. \quad (3)$$

Согласно (1) и (3), отношение $K_{\text{hf,iso}}(T)/|K_{\text{hf,ax}}|$ может служить мерой доли коллективизированных электронов, n_{eg}, которая может отличаться от x вследствие эффектов локализации [18]. В данной работе представлены результаты экспериментов по ЯМР ^{17}O в поликристаллическом образце $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ ($T_N = 230(5)$ K), позволившие оценить величину и выяснить особенности температурной зависимости локальной спиновой восприимчивости ионов Mn^{4+} в областях с различной концентрацией допированных электронов.

Детали синтеза образца $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ описаны в [21] за исключением финальной стадии синтеза. Стехиометрический по кислороду состав оксида со структурой кубического перовскита, обогащенного (~ 30 %) изотопом ^{17}O, был достигнут в результате отжига в потоке газообразного кислорода, содержащего ~ 70 % изотопа-зонда ЯМР в течение 48 ч при парциальном давлении $P = 1.2$ атм и $T = 670$ K.

Спектры ЯМР ^{17}O получены на спектрометре ЯМР AVANCE III-500 (Bruker) в магнитном поле $H = 11.7$ T с использованием метода спинового эхо, где сигнал эхо возбуждался импульсной последовательностью $\tau_{\pi/2} - t_{\rm delay} - \tau_{\pi/2} - t_{\rm delay}$ – эхо ($\tau_{\pi/2} = 1.2$ мкс, $t_{\rm delay} = 15$ мкс). Спектр шириной в несколько мегагерц является суммой спектральных интенсивностей фурье-сигналов второй половины спинового эхо, накопленных при проходе по частоте с шагом 100 кГц. Сдвиг линий ЯМР ^{17}O, $K = (\nu - \nu_0)/\nu_0$, определялся относительно частоты $\nu_0 = 67.800$ МГц – положения пика линии ЯМР ^{17}O в H_2O. В кубическом перовските позиции кислорода структурно эквивалентны и обладают аксиальной $D4h$ симметрией. Положение резонанса ядра ^{17}O (квадрупольный момент $^{17}Q = -0.02578 \cdot 10^{-24}$ см^2) определяется совместным эффектом магнитного и электрического квадрупольного взаимодействий. В результате спектр поликристаллического образца (рис. 2a) состоит из $2I = 5$ линий магнитных ($|\Delta m = 1|$) переходов $m = 5/2 \leftrightarrow 3/2$; ...; $-3/2 \leftrightarrow -5/2$. Симуляция спектра, включающего все переходы, позволяет надежно определить компоненты тензора магнитного сдвига $\{K_{\rm iso}; K_{\rm ax}\}$ и градиента электрического поля (ГЭП) V_{ii} {квадрупольная частота $\nu_Q = [3e^2Q/2I(2I-1)h]V_{zz}$; параметр асимметрии $\eta = |(V_{xx} - V_{yy})/V_{zz}|$}.

Характерные спектры ЯМР ^{17}O в парамагнитном и АФ упорядоченном состояниях оксида $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ приведены на рис. 2. Особенности магнитного уширения спектров достаточно рельефно выделяются при симуляции спектра в оксиде $SrMnO_{3-x/2}$ ($x = 0.004$), где положение и интенсивность всех особенностей хорошо описывается одним набором параметров ГЭП $\{\nu_Q = 1.06$ МГц; $\eta = 0\}$ и тензора магнитного сдвига $\{K_{\rm iso}; K_{\rm ax}\}$ [18]. В то же

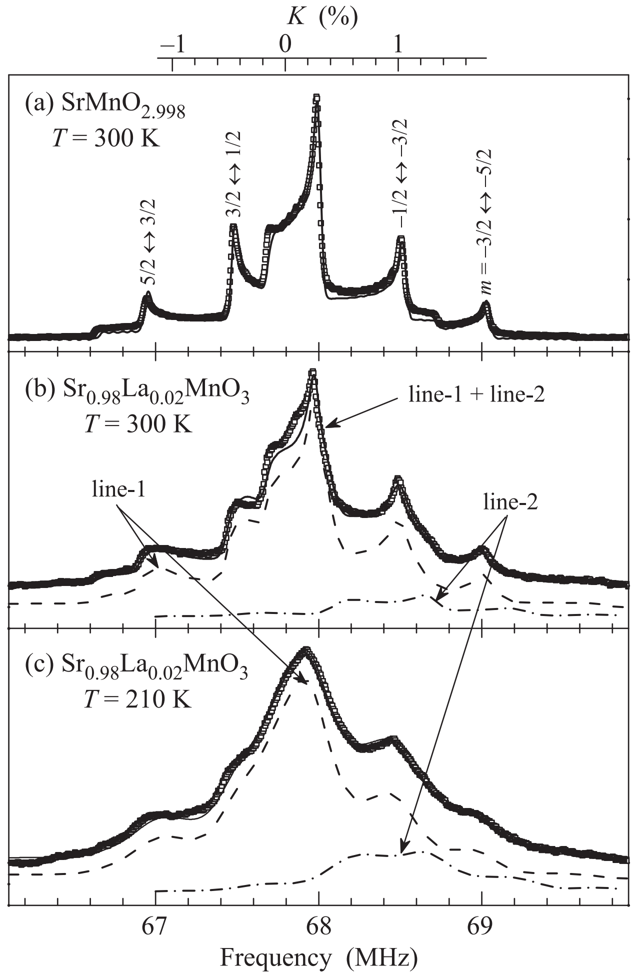

Рис. 2. Спектры ЯМР ^{17}O, полученные в магнитном поле $H = 11.7$ T и включающие все $m \leftrightarrow m-1$ переходы, в парамагнитной и АФ фазах поликристаллических образцов $SrMnO_{2.998}$ (a) и $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ (b), (c). Сплошная кривая – результат симуляции спектра порошка суперпозицией двух линий: line-1(– – –) и line-2(– · – · –)

время существенная "избыточность" спектральной интенсивности в интервале сдвигов $K = (0.5 \div 1.5)$ % не позволяет описать экспериментальный спектр в оксиде $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ одним набором $\{K_{ii}; V_{ii}\}$. Удовлетворительное описание (сплошная кривая на рис. 2b, c) достигается двумя линиями, относящимися к позициям кислорода с аксиальной симметрией зарядового окружения: O1 (line-1; $\nu_{Q1} = 1.05(2)$ МГц; $\eta_1 = 0$), O2 (line-2; $\nu_{Q2} = 1.10(10)$ МГц; $\eta_2 = 0$) и различной величиной $\{K_{\rm iso}; K_{\rm ax}\}$. Относительная интенсивность линий, Int_i, определяет долю атомов кислорода, зондирующих статические спиновые корреляции соответствующих пар соседних атомов марганца Mn1–O1–Mn1 или Mn2–O2–Mn2.

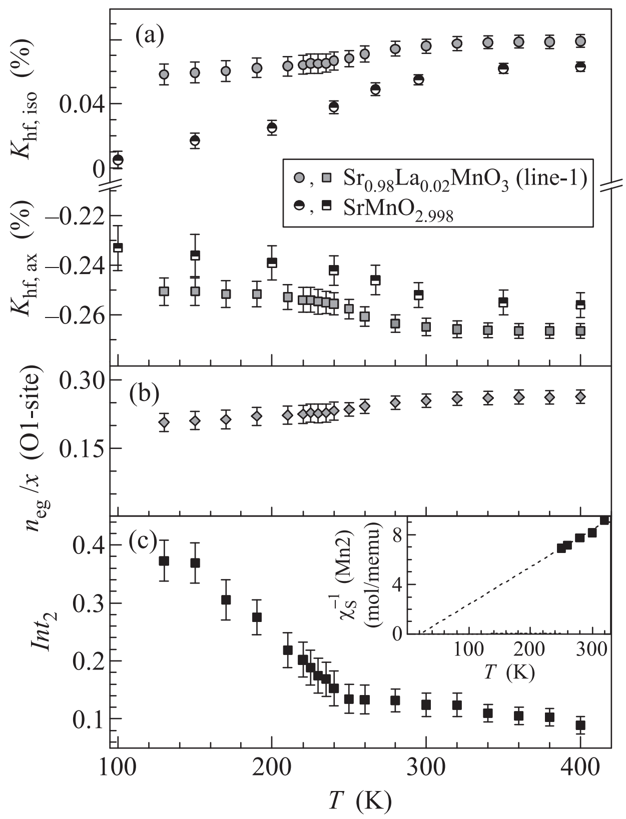

Рис. 3. (a) – Температурные зависимости изотропной $K_{\mathrm{hf,iso}}$ и аксиальной $K_{\mathrm{hf,ax}}$ компонент сверхтонкого магнитного сдвига линии ЯМР ^{17}O в $SrMnO_{2.998}$ и $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ (line-1). (b) – Доля допированных электронов n_{eg}/x в зависимости от T в областях (Mn1–O1–Mn1) оксида $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$. (c) – Температурная зависимость относительной интенсивности Int_2 линии line-2, сдвиг которой определяется спиновой восприимчивостью χ(Mn2) соседней пары атомов марганца Mn2–O2–Mn2. Величина χ^{-1}(Mn2) в зависимости от температуры приведена на вставке для $T > T_{\mathrm{N}}$; пунктирная прямая – результат линейной аппроксимации

Для наиболее интенсивной линии line-1 на рис. 3a приведены температурные зависимости компонент сверхтонкого сдвига: изотропной $K_{\mathrm{hf,iso}}(T) = K_{\mathrm{iso}}(T) - K_0$, где величина химического сдвига $K_0 = 0.08\,\%$ не зависит от T и x [18], и аксиальной $K_{\mathrm{hf,ax}}(T) = K_{\mathrm{ax}}(T) - K_{\mathrm{dip,ax}}$, где $K_{\mathrm{dip,ax}} = 0.10$ (1 % – вклад в измеряемый сдвиг $K_{\mathrm{ax}}(T)$ классического дипольного поля локализованных магнитных моментов соседних ионов Mn^{4+} [2]). Согласно (1), величина $|K_{\mathrm{hf,ax}}(T;\mathrm{line\text{-}1})| \propto \chi_s(T;\mathrm{Mn1})$ и рост с температурой абсолютной величины сдвига $K_{\mathrm{hf,ax}}(T;\mathrm{line\text{-}1})$ отражает псевдощелевое поведение, $d\chi_s/dT \geq 0$, спиновой восприимчивости атомов марганца, ближайших соседей зонда O1 на связи Mn1–O1–Mn1. Подобная "щелевая" зависимость $\chi_s(T)$ регистрировалась лишь в макроскопической восприимчивости $\chi_{\mathrm{m}}(T) = M/H$ [24, 25] и результатах по ЯМР ^{17}O [18] слабо допированных электронами кубических оксидов $SrMnO_{3-x/2}$ ($x \leq 0.01$) [24, 25]. Для удобства сравнения на рис. 3a приведены данные $K_{\mathrm{hf,ax}}(T)$ и $K_{\mathrm{hf,iso}}(T)$ для оксида $SrMnO_{2.998}$. В отличие от $SrMnO_{2.998}$, в $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ абсолютная величина изотропной компоненты сверхтонкого сдвига линии line-1, $|K_{\mathrm{hf,iso}}(T;\mathrm{line\text{-}1})| \propto n_{eg}\chi_s(T,\mathrm{Mn1})$, демонстрирует с понижением T лишь слабую тенденцию уменьшения, тем самым свидетельствуя, что доля $n_{eg}/x \approx 1/4$ допированных электронов (рис. 3b) остается коллективизированной в парамагнитной и АФ фазах оксида. Эти электроны участвуют в создании однородной спиновой поляризации в областях Mn1–O1–Mn1. Объемная доля этих областей $Int_1 > 0.6$, что существенно больше $p_c = 0.25$ – соответствующей оценки перколяционного предела протекания по связям в простой кубической решетке атомов Mn [26].

Существенное различие величин и температурных зависимостей макроскопической восприимчивости $\chi_{\mathrm{m}}(T) = \chi_s(T,\mathrm{Mn1})Int_1 + \chi_s(T,\mathrm{Mn2})Int_2$ (рис. 1) и локальной спиновой восприимчивости $\chi_s(T,\mathrm{Mn1})|K_{\mathrm{hf,ax}}(T;\mathrm{line\text{-}1})|$ (рис. 3a) связано в $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ с вкладом областей Mn2–O2–Mn2, формирующих неоднородное магнитное состояние оксида. Линия line-2 сдвинута в сторону существенно больших величин $K_{\mathrm{hf,iso}}(T;\mathrm{line\text{-}2}) = 1.1(2)\,\%$; $-K_{\mathrm{hf,ax}}(T;\mathrm{line\text{-}2}) = 0.43(7)\,\%$, соответствующих $n_{eg} > x$ и $\chi_s(T,\mathrm{Mn2}) > \chi_s(T,\mathrm{Mn1})$ в областях Mn2–O2–Mn2. В парамагнитной фазе оксида величина $\chi_s(T,\mathrm{Mn2})$ следует зависимости закона Кюри–Вейсса $\chi \sim (T-\Theta)^{-1}$ с положительной величиной парамагнитной температуры Кюри $\Theta = 20(5)$ K (рис. 3c), указывающей на преобладание ФМ типа спиновых корреляций соседних ионов Mn^{4+} в областях Mn2–O2–Mn2. Объемная доля этих областей (рис. 3c) монотонно растет при понижении температуры и ниже 200 K превышает перколяционный предел по связям в кубической решетке: $Int_2 > p_c$. Важно иметь в виду, что выше 100 K в этих областях усиленный эффект двойного обмена приводит лишь к росту крутизны индуцированного внешним магнитным полем подкоса магнитных подрешеток АФ (G-типа) структуры (рис. 1) без образования статических ФМ упорядоченных конфигураций локализованных $S(t_{2g})$

[2] В интервале $T = (100-400)$ K изменение с температурой $|\Delta K_{\mathrm{dip,ax}}| < 10^{-3}K_{\mathrm{dip,ax}}$.

спинов соседних ионов Mn^{4+}. Ферромагнитная компонента подкоса, $M_{\mathrm{FM,canting}}$, создает сверхтонкое поле $^{17}h(\mathrm{O2}) = K_{\mathrm{hf,iso}}H \approx 1.5$ кЭ, величина которого существенно меньше $^{17}h(\text{МП}) \approx 40$ кЭ, сверхтонкого поля на ядрах зонда ^{17}O внутри МП [27].

Таким образом, согласно результатам по ЯМР ^{17}O, в магнитно-упорядоченном состоянии $Sr_{0.98}La_{0.02}MnO_3$ возникают взаимно-проникающие сетки связей Mn – O – Mn с различной концентрацией коллективизированных e_g электронов. Обнаруженный парадокс сосуществования в единой зоне проводимости электронов с различной энергией кулоновского взаимодействия между ними естественно разрешается, принимая во внимание неполное экранирование случайного потенциала в подрешетке ионов La^{3+}/Sr^{2+}. Рост времени межузельных перескоков e_g электронов вблизи иона-допанта, по сравнению с его величиной $t_{\mathrm{hop}} = \hbar g(E_{\mathrm{F}})$ в однородной фазе АФ металла [14], сопровождается эффектами слабой локализации допированных электронов, приводящими к неоднородной по кристаллу спиновой плотности коллективизированных электронов и, соответственно, к существенной дисперсии спиновой восприимчивости ионов Mn^{4+}.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 18-32-00030, Российского научного фонда, проект # 18-73-00190, в рамках государственного задания по теме "Спин" # АААА-А18-118020290104-2.

Авторы благодарят центр коллективного пользования Института физики металлов Уральского отделения РАН за предоставленные услуги.

1. M. B. Salamon and M. Jaime, Rev. Mod. Phys. **73**, 583 (2001).
2. E. Nagaev, Phys. Rep. **346**, 387 (2001).
3. J. M. D. Coey, M. Viret, and S. von Molnar, Adv. Phys. **48**, 167 (1999).
4. N. A. Babushkina, E. A. Chistonina, K. I. Kugel, A. L. Rakhmanov, O. Yu. Gorbenko, and A. R. Kaul, J. Phys.: Condens. Matter **15**, 259 (2003).
5. A. J. Millis, P. B. Littlewood, and B. J. Shraiman, Phys. Rev. Lett. **74**, 5144 (1995).
6. M. Yu. Kagan, D. I. Khomskii, and M. V. Mostovoy, Eur. Phys. J. B **12**, 217 (1999).
7. М. Ю. Каган, К. И. Кугель, УФН **171**, 577 (2001).
8. К. И. Кугель, А. Л. Рахманов, А. О. Сбойчаков, М. Ю. Каган, И. В. Бродский, А. В. Клапцов, ЖЭТФ **125**, 648 (2004).
9. J. B. Googenough, Rep. Prog. Phys. **67**, 1915 (2004).
10. J. van den Brink and D. Khomskii, Phys. Rev. Lett. **82**, 1016 (1999).
11. A. M. Oles and G. Khaliullin, Phys. Rev. B **84**, 214414 (2011).
12. L. Vaugier, H. Jiang, and S. Biermann, Phys. Rev. **86**, 165105 (2012).
13. H. Sakai, S. Ishiwata, D. Okuyama, A. Nakao, H. Nakao, Y. Murakami, Y. Taguchi, and Y. Tokura, Phys. Rev. B **82**, 180409 (2010).
14. P.-G. de Gennes, Phys. Rev. **118**, 141 (1960).
15. T. Negas and R. S. Roth, J. Solid State Chem. **1**, 409 (1970).
16. C. Chiorescu, J. L. Cohn, and J. J. Neumeier, Phys. Rev. B **76**, 020404(R) (2007).
17. O. Chmaissem, B. Dabrowski, S. Kolesnik, J. Mais, J. D. Jorgensen, and S. Short, Phys. Rev. B **67**, 094431 (2003).
18. A. Trokiner, S. Verkhovskii, Z. Volkova, A. Gerashenko, K. Mikhalev, A. Germov, A. Yakubovskii, A. Korolev, B. Dabrowski, and A. Tyutyunnik, Phys. Rev. B **93**, 174413 (2016).
19. А. Ю. Гермов, К. Н. Михалев, С. В. Верховский, З. Н. Волкова, А. П. Геращенко, А. В. Королев, Е. И. Константинова, И. А. Леонидов, В. Л. Кожевников, Письма в ЖЭТФ **102**, 837 (2015).
20. J. Korringa, Physica **16**, 601 (1950).
21. A. Germov, A. Trokiner, Z. Volkova, K. Mikhalev, A. Gerashenko, S. Verkhovskii, A. Korolev, I. Leonidov, E. Konstantinova, and V. Kozhevnikov, Phys. Rev. B **96**, 104409 (2017).
22. А. Ю. Гермов, К. Н. Михалев, З. Н. Волкова, А. П. Геращенко, Е. И. Константинова, И. А. Леонидов, Письма в ЖЭТФ **109**, 245 (2019).
23. A. Narath, *Hyperfine interactions*, ed. by A. J. Freeman and R. B. Frankel, Academic Press, N.Y. (1967).
24. H. Sakai, J. Fujioka, T. Fukuda, M. S. Bahramy, D. Okuyama, R. Arita, T. Arima, A. Q. R. Baron, Y. Taguchi, and Y. Tokura, Phys. Rev. B **86**, 104407 (2012).
25. A. A. Belik, Y. Matsushita, Y. Katsuya, M. Tanaka, T. Kolodiazhnyi, M. Isobe, and E. Takayama-Muromachi, Phys. Rev. B **84**, 174413 (2016).
26. J. M. Ziman, *Models of Disorder*, Cambridge University Press, Cambridge (1979).
27. A. Trokiner, S. Verkhovskii, A. Yakubovskii, A. Gerashenko, P. Monod, K. Kumagai, K. Mikhalev, A. Buzlukov, Z. Litvinova, O. Gorbenko, A. Kaul, and M. Kartavtzeva, Phys. Rev. B **79**, 214414 (2009).