

Влияние дефицита кислорода и высокого давления на магнитную и кристаллическую структуры манганитов $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{3-d}$

Д. П. Козленко, С. В. Труханов⁺, Е. В. Лукин, И. О. Троянчук⁺, Б. Н. Савенко, В. П. Глазков*

Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

⁺Объединенный институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

*Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 декабря 2006 г.

Методом нейтронной дифракции исследована магнитная и кристаллическая структуры анион-дефицитных манганитов $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{3-d}$ ($d = 0.15, 0.20$) в диапазоне высоких давлений 0–5 ГПа и температур 10–300 К. Установлено, что ниже $T_g \sim 50$ К в $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ формируется состояние спинового стекла, а в $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.80}$ наблюдается магнитное фазовое расслоение, которое характеризуется сосуществованием АФМ областей *C*-типа с областями спинового стекла. В отличие от стехиометрических манганитов $\text{A}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{MnO}_3$ ($A = \text{Nd}, \text{Sm}$), в которых влияние высокого давления приводит к подавлению состояния спинового стекла и появлению ферромагнетизма, в $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ состояние спинового стекла является стабильным под давлением. Объемный модуль всестороннего сжатия $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ заметно меньше, чем для стехиометрического соединения $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Анализируются причины формирования различного типа магнитной структуры $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{3-d}$ ($d = 0.15, 0.20$) и разного характера эффектов высокого давления на магнитную структуру стехиометрических и анион-дефицитных манганитов.

PACS: 62.50.+p, 75.25.+z, 75.47.Lx

Введение. Перовскитоподобные манганиты $\text{A}_{1-x}\text{A}'_x\text{MnO}_3$ (A – редкоземельный, A' – щелочноземельный элемент) проявляют большое разнообразие физических свойств в зависимости от типа A -, A' -элементов и степени легирования x . Сильная корреляция магнитных, электронных и транспортных свойств манганитов приводит к их высокой чувствительности к внешним воздействиям – изменению температуры, приложению магнитных полей и высокого давления. Ярким примером является наблюдаемый в манганитах эффект колоссального магнитосопротивления, открывающий широкие перспективы их использования в устройствах хранения информации и датчиках магнитного поля [1, 2].

Магнитные свойства стехиометрических манганитов определяются балансом двух конкурирующих взаимодействий – двойного обмена, связанного с выигрышем в кинетической энергии за счет переноса делокализованных e_g -электронов в цепочках $\text{Mn}^{3+}\text{-O}^{2-}\text{-Mn}^{4+}$ и способствующего ферромагнитному (ФМ) упорядочению магнитных моментов Mn, и антиферромагнитного (АФМ) сверхобмена между магнитными моментами Mn, сформированными локализованными t_{2g} -электронами [1–4]. При концентрациях $0.2 < x < 0.5$ двойной обмен является, как

правило, доминирующим взаимодействием, что приводит к переходу из парамагнитного диэлектрического в ферромагнитное металлическое состояние при температуре Кюри, примерно равной температуре перехода диэлектрик-металл, $T_C \approx T_{IM}$. Наибольшие значения T_C (T_{IM}) достигаются при концентрации $x \sim 0.3$ [1, 2].

В стехиометрическом соединении $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с ромбоэдрической кристаллической структурой (пр. гр. $R\bar{3}c$) величина $T_C \approx 370$ К одна из наибольших, наблюдаемых в манганитах [3]. Введение кислородных вакансий приводит к существенным изменениям в кристаллической структуре и свойствах соединений $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{3-d}$. При $d \geq 0.15$ образуется новая тетрагональная фаза (пр. гр. $I4/mcm$), и исследования магнитных свойств свидетельствуют о подавлении исходного ферромагнитного состояния и возникновении состояния спинового стекла ниже $T_g \sim 50$ К [4, 5]. Формирование состояния спинового стекла также наблюдалось в стехиометрических соединениях $\text{A}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{MnO}_3$ ($A = \text{Nd}, \text{Sm}$) с разупорядочением редкоземельного и щелочноземельного элементов по A -подрешетке, для которых характерна большая дисперсия среднего радиуса A -катиона [6].

В манганитах $\text{A}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{MnO}_3$ ($A = \text{Nd}, \text{Sm}$) приложение высокого давления $P \sim 5$ ГПа приводит к по-

явлению ферромагнетизма и подавлению состояния спинового стекла [6]. При исследовании магнитных свойств соединения $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ [7] было установлено, что характерной особенностью состояния спинового стекла является наличие ФМ кластеров, внедренных в АФМ матрицу. С увеличением давления в диапазоне до 1 ГПа наблюдалось увеличение температуры замерзания магнитных моментов Mn в кластерах и температуры магнитного упорядочения с барическими коэффициентами 4.3 и 12.9 К/ГПа, при этом объем ферромагнитной части образца увеличился на 5% [7]. Можно предположить, что приложение достаточно высоких давлений $P > 1$ ГПа также может привести к возникновению ФМ состояния в соединениях $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{3-d}$ ($d \geq 0.15$), как это наблюдается в $\text{A}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{MnO}_3$ ($A = \text{Nd, Sm}$).

Следует отметить, что в работах [4, 7] анализировались только результаты измерений макроскопических физических свойств – восприимчивости, намагниченности, теплоемкости, электросопротивления. При этом детального исследования особенностей магнитной структуры на микроскопическом уровне с помощью нейтронной дифракции не проводилось. Поскольку в манганитах наблюдается ярко выраженная тенденция к фазовому расслоению, результаты предыдущих работ не могут однозначно исключить возможности сосуществования областей спинового стекла с областями, обладающими дальним магнитным порядком. Настоящая работа посвящена исследованию влияния дефицита кислорода и высокого давления на магнитную и кристаллическую структуру манганитов $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{3-d}$ ($d = 0.15, 0.2$).

Описание эксперимента. Методика приготовления поликристаллических образцов $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{3-d}$ ($d = 0.15, 0.2$) подробно описана в [4]. Величина содержания кислорода определялась термogrавиметрическим методом.

Эксперименты по нейтронной дифракции проводились на спектрометре ДН-12 [8] импульсного высокопоточного реактора ИБР-2 (ЛНФ им. И.М. Франка, ОИЯИ, Дубна) с использованием камер высокого давления с сапфировыми наковальнями [9] в диапазоне внешних высоких давлений до 5 ГПа и температур 10–300 К. Дифракционные спектры измерялись при угле рассеяния $2\theta = 90^\circ$ с разрешением $\Delta d/d = 0.016$. Характерное время измерения одного спектра – 20 ч. Объем исследуемых образцов составлял $V \sim 2.5 \text{ мм}^3$. Давление в камере измерялось по сдвигу линии люминесценции рубина с точностью 0.05 ГПа. В качестве величины давления на образце использовалось значение, усредненное по величинам, определенным в нескольких точках поверхности образца. Градиент

распределения давления по поверхности образца не превышал 15%. Анализ дифракционных данных производился методом Ритвельда с помощью программ MRIA [10] (кристаллическая структура) и FullProf [11] (магнитная структура).

Полученные результаты и обсуждение. Участки дифракционных спектров $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$, полученные при нормальном давлении и температурах 290 и 10 К, представлены на рис.1. Для

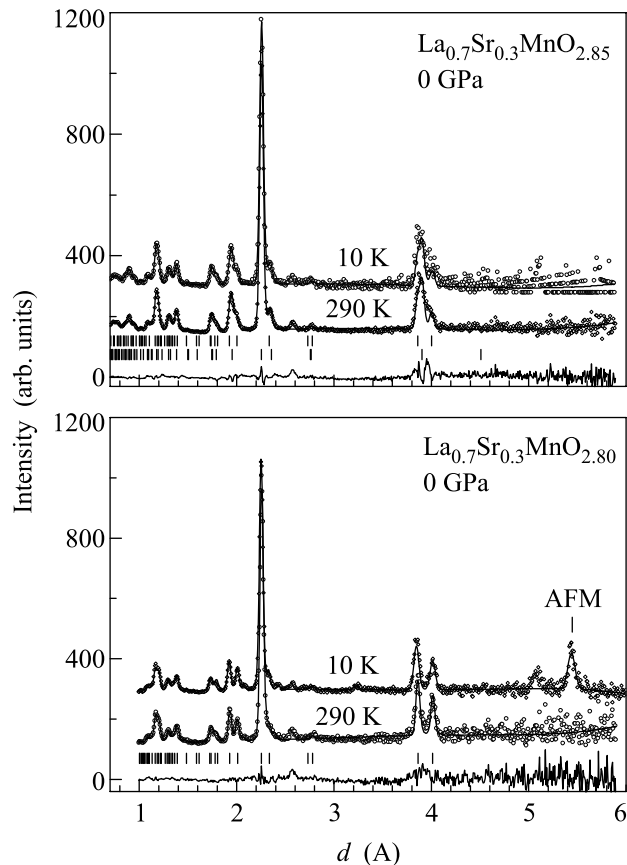


Рис.1. Дифракционные спектры $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ (вверху) и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.80}$ (внизу), измеренные при нормальном давлении, $T = 290$ и 10 К и обработанные по методу Ритвельда. Показаны экспериментальные точки, вычисленные профили и разностная кривая (для $T = 290$ К). Вертикальными штрихами указаны рассчитанные положения ядерных рефлексов ромбоэдрической (нижний ряд) и тетрагональной (верхний ряд) фаз для $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ и тетрагональной фазы для $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.80}$. Магнитный рефлекс (100) обозначен как “АФМ”. Дополнительный магнитный рефлекс на $d = 5.09 \text{ \AA}$ связан с присутствием небольшого количества примеси MnO ($\sim 3\%$)

стехиометрического соединения $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с ромбоэдрической кристаллической структурой (пр. гр. $R\bar{3}c$) характерной особенностью спектра

является наличие одного дифракционного пика (012) (в гексагональной установке) в области $d \sim 3.9 \text{ \AA}$ [12]. Наблюдаемое расщепление дифракционного пика в этой области межплоскостных расстояний в случае $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ (рис.1) свидетельствует о появлении новой фазы с более низкой симметрией. С помощью анализа по методу Ритвельда было установлено, что в исследуемом образце $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ сосуществуют две кристаллические фазы – ромбоэдрическая (45%) и тетрагональная (55%), пр. гр. $I4/mcm$. Кристаллоструктурное фазовое расслоение для образца с близким содержанием кислорода также наблюдалось в [5]. Предполагается, что оно связано с кластеризацией кислородных вакансий. Полученные значения параметров элементарной ячейки при комнатной температуре $a_r = 5.526(3) \text{ \AA}$, $c_r = 13.514(6) \text{ \AA}$ для ромбоэдрической фазы (в гексагональной установке) и $a_t = 5.460(3) \text{ \AA}$, $c_t = 8.009(6) \text{ \AA}$ для тетрагональной фазы согласуются с результатами предыдущей работы [5].

С понижением температуры при $T < T_g \sim 50 \text{ K}$ не наблюдалось как появления дополнительного вклада в интенсивность ядерных пиков, характерного для ферромагнетизма, так и появления новых рефлексов, характерных для антиферромагнетизма (рис.1). Такое поведение согласуется с формированием состояния спинового стекла без дальнего магнитного порядка. Перераспределения интенсивностей между ядерными рефлексами также не наблюдалось, что свидетельствует о стабильности соотношения объемов ромбоэдрической и тетрагональной фаз.

Участки дифракционных спектров $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.80}$, полученные при нормальном давлении и температурах 290 и 10 K, также представлены на рис.1. Характерное расщепление дифракционного пика в области $d \approx 3.9 \text{ \AA}$ становится существенно более выраженным. Анализ по методу Ритвельда показал, что в образце $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.80}$ имеется чистая тетрагональная фаза (пр. гр. $I4/mcm$). Полученные значения параметров элементарной ячейки при комнатной температуре, $a_t = 5.459(3) \text{ \AA}$ и $c_t = 8.027(6) \text{ \AA}$, согласуются с результатами [5].

С понижением температуры при $T < T_g \sim 50 \text{ K}$ обнаружено появление нового магнитного рефлекса (100) на $d = 5.43 \text{ \AA}$, при этом дополнительный вклад в ядерные пики не наблюдалось. Такое изменение дифракционных спектров является характерным для появления АФМ состояния C -типа [13–15]. В АФМ структуре C -типа магнитные моменты Mn формируют ферромагнитно упорядоченные цепочки, ориентированные вдоль тетрагональной оси c , при этом

направление магнитных моментов меняется на противоположное в соседних цепочках. Рассчитанное значение упорядоченного магнитного момента ионов Mn составляет $\mu = 1.4(1) \mu_B$ при $T = 10 \text{ K}$. Оно существенно меньше ожидаемого для $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.80}$ значения $4.1 \mu_B$. Малая величина μ указывает на наличие магнитного фазового расслоения, проявляющегося в сосуществовании наноскопических (или мезоскопических) АФМ областей с дальним магнитным порядком и областей спинового стекла, с приблизительно соотношением их объемов 15% : 85%.

Существенные различия магнитной структуры соединений $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.80}$ тесно связаны с особенностями их структурного строения и химического состава. В соединении $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ ($\text{La}_{0.7}^{3+}\text{Sr}_{0.3}^{2+}\text{Mn}^{3+}\text{O}_{2.85}^{2-}$) имеется значительное содержание ромбоэдрической фазы. В кристаллической структуре этой фазы атомы кислорода занимают позиции одного типа 18(e) ($x, 0, 0.25$) (в гексагональной установке), $x \sim 0.456$, следствием чего является изотропность кислородных октаэдров MnO_6 с одинаковыми длинами валентных связей Mn-O и углов Mn-O-Mn и отсутствие орбитального упорядочения. В этом случае сверхобменные взаимодействия $\text{Mn}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Mn}^{3+}$ для октаэдрической координации являются ферромагнитными, а для пентаэдрической вблизи кислородных вакансий – антиферромагнитными. Конкуренция этих взаимодействий, как предполагается, и приводит к формированию состояния спинового стекла [4, 5], также этому способствует и кристаллоструктурное фазовое расслоение.

В тетрагональной кристаллической структуре соединения $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.80}$ ($\text{La}_{0.7}^{3+}\text{Sr}_{0.3}^{2+}\text{Mn}_{0.9}^{3+}\text{Mn}_{0.1}^{2+}\text{O}_{2.80}^{2-}$) атомы кислорода занимают две неэквивалентные позиции, O1 – 4(a) (0, 0, 0.25) и O2 – 8(h) ($x, 1/2+x, 0$) [5], $x \sim 0.782$. При этом имеется два типа разновалентных ионов Mn, Mn^{3+} (90%) и Mn^{2+} (10%), а также два типа валентных связей и углов, Mn-O1 и Mn-O1-Mn ориентированы вдоль тетрагональной оси c , Mn-O2 и Mn-O2-Mn расположены в плоскости (ab). Кислородные октаэдры анизотропно вытянуты вдоль оси c (длины связей $l_{\text{Mn-O1}} = 2.007(5) \text{ \AA}$, $l_{\text{Mn-O2}} = 1.946(5) \text{ \AA}$), что приводит к преимущественному заселению $d(3z^2 - r^2) e_g$ орбиталей, ориентированных вдоль оси c , и создает предпочтительные условия для формирования АФМ состояния C -типа [14, 15]. Преимущественное заполнение кислородными вакансиями позиций типа O2 [4, 5] и наличие орбитального упорядочения определяют АФМ характер взаимодействий $\text{Mn}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Mn}^{2+}$,

$\text{Mn}^{3+}\text{-O}^{2-}\text{-Mn}^{3+}$ в октаэдрической и пентаэдрической конфигурациях в плоскости (ab), что заметно уменьшает эффекты магнитной фрустрации по сравнению с орбитально-разупорядоченной ромбоэдрической фазой $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$, а сверхобменные взаимодействия $\text{Mn}^{3+}\text{-O}^{2-}\text{-Mn}^{2+}$ в направлении оси c имеют ФМ характер.

Участки дифракционных спектров $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$, полученные при высоком давлении $P = 5$ ГПа и температурах 290 и 10 К, представлены на рис.2. Во всем исследуемом ин-

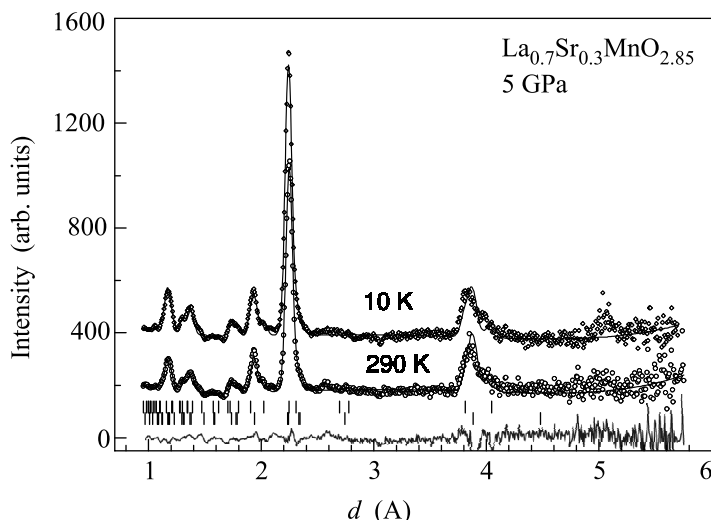


Рис.2. Дифракционные спектры $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$, измеренные при $P = 5$ ГПа, $T = 290$ и 10 К, обработанные по методу Ритвелда. Показаны экспериментальные точки, вычисленные профили и разностная кривая (для $T = 290$ К). Вертикальными штрихами указаны рассчитанные положения ядерных рефлексов ромбоэдрической (нижний ряд) и тетрагональной (верхний ряд) фаз. Дополнительный магнитный рефлекс на $d = 5.09$ Å связан с присутствием небольшого количества примеси MnO ($\sim 3\%$)

тервале давлений 0–5 ГПа и температур 10–290 К наблюдается характерное кристаллоструктурное фазовое расслоение, при этом соотношение объемов ромбоэдрической и тетрагональной фаз почти не изменяется. Параметры элементарной ячейки уменьшаются под давлением почти линейно (рис.3). Рассчитанные коэффициенты линейной сжимаемости $k_i = -(1/a_{i0})(da_i/dP)_T$ при комнатной температуре составили $k_{ar} = 0.0029$, $k_{cr} = 0.0015$ ГПа $^{-1}$ для ромбоэдрической фазы и $k_{at} = 0.0027$, $k_{ct} = 0.0025$ ГПа $^{-1}$ для тетрагональной фазы. Модуль всестороннего сжатия $B_0 = -V(dP/dV)_T$ и его производная по давлению $B' = (dB_0/dP)_T$, полученные из анализа барической зависимости объема элементарной ячейки с помощью уравнения Берча–

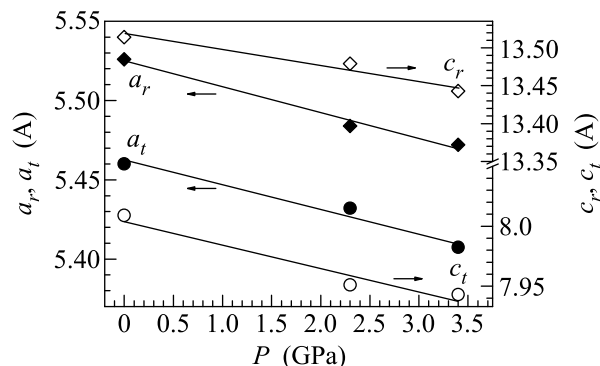


Рис.3. Барические зависимости параметров элементарной ячейки ромбоэдрической и тетрагональной фаз $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ при комнатной температуре и их линейная интерполяция

Мурнагана [16], составили $B_0 = 128$ ГПа, $B' = 4$ для ромбоэдрической фазы и $B_0 = 122$ ГПа, $B' = 4$ для тетрагональной фазы. Данные значения заметно меньше величины $B_0 = 167$ ГПа для стехиометрического $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ [12]. По-видимому, это обусловлено меньшей атомной плотностью анион-дефицитных соединений.

Длины связей Mn-O в $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ также почти линейно уменьшаются под давлением, их коэффициенты линейной сжимаемости составляют $k_{\text{Mn-O}} = 0.0026$ ГПа $^{-1}$ ($l_{\text{Mn-O}} = 1.967(5)$ Å при $P = 0$) для ромбоэдрической фазы и $k_{\text{Mn-O1}} = 0.0025$, $k_{\text{Mn-O2}} = 0.0041$ ГПа $^{-1}$ ($l_{\text{Mn-O1}} = 2.002(5)$ Å, $l_{\text{Mn-O2}} = 1.956(5)$ Å при $P = 0$) для тетрагональной фазы. Данные значения несколько больше величины $k_{\text{Mn-O}} = 0.0020$ ГПа $^{-1}$ для стехиометрического $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ [12]. В ромбоэдрической фазе с повышением давления до 3.5 ГПа валентный угол Mn-O-Mn увеличивается с 166° до 166.5° , а в тетрагональной фазе валентный угол Mn-O2-Mn увеличивается с 161.6° до 164.5° , значение угла Mn-O1-Mn составляет 180° .

С понижением температуры до 10 К в диапазоне давлений 0–5 ГПа в $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ не наблюдалось дополнительного вклада в интенсивность ядерных пиков, характерного для ферромагнетизма (рис.2). Появления новых рефлексов, характерных для антиферромагнетизма, также не обнаружено. Это свидетельствует о стабильности состояния спинового стекла в $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_{2.85}$ в исследуемом диапазоне давлений и температур.

Помимо анион-дефицитных манганитов, состояние спинового стекла также наблюдается в стехиометрических соединениях $\text{A}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{MnO}_3$ с разупорядочением редкоземельного и щелочноземельного элементов существенно разного ионного радиуса по

А-подрешетке [6]. В этом случае приложение давлений $P \sim 5$ ГПа приводит к подавлению состояния спинового стекла и появлению ферромагнитного состояния. Образование состояния спинового стекла в $A_{0.5}Ba_{0.5}MnO_3$ ($A_{0.5}^{3+}Ba_{0.5}^{2+}Mn_{0.5}^{3+}Mn_{0.5}^{4+}O_3^{2-}$) обусловлено конкуренцией ФМ двойного обменного взаимодействия и АФМ сверхобменного взаимодействия, усиленной позиционным беспорядком в А-подрешетке. Воздействие высокого давления приводит к уменьшению межатомных расстояний Mn-O и увеличению межатомных углов Mn-O-Mn и доминированию двойного обменного взаимодействия, что вызывает появление ФМ состояния.

Предполагается, что формирование ФМ состояния под давлением в манганитах с исходным состоянием спинового стекла происходит путем укрупнения и объединения ФМ кластеров, внедренных в АФМ матрицу [6, 7]. В отличие от стехиометрических соединений, в анион-дефицитных манганитах существуют принципиальные ограничения на характерный размер кластеров, поскольку вблизи кислородных вакансий магнитное взаимодействие между соседними кластерами очень мало из-за большого расстояния между ионами Mn ~ 3.9 Å и очень слабого прямого обменного взаимодействия. Концентрация кислородных вакансий $d \sim 0.15-0.2$ приводит к заметной вероятности их обнаружения уже в 1-2 координационных сферах, содержащих 6 и 16 ионов O, соответственно. Таким образом, в случае изотропного распределения кислородных вакансий, имеющего место в ромбоэдрической фазе $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_{2.85}$, можно оценить характерный размер ФМ кластера порядка 1-2 расстояний Mn-O-Mn, то есть $\sim 4-8$ Å. Эта оценка сопоставима со значением размера ФМ кластеров ~ 10 Å, полученным из магнитных измерений в $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_{2.85}$ [7]. Под давлением до 1 ГПа наблюдалось некоторое увеличение объемной доли ФМ кластеров, что, по-видимому, связано с усилением ФМ сверхобменных взаимодействий и увеличением размеров ФМ кластеров до предельно допустимого максимального значения, определяемого локальной геометрией распределения вакансий.

В случае $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_{2.80}$ с тетрагональной кристаллической структурой распределение вакансий анизотропно, они преимущественно располагаются в плоскости (*ab*). Это обуславливает возможность формирования протяженных областей с дальним магнитным порядком в направлении оси *c*, в отличие от ромбоэдрической фазы.

Заключение. Результаты настоящей работы показывают, что магнитное состояние спинового стекла формируется в соединении $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_{2.85}$, ха-

рактерной особенностью которого является кристаллоструктурное фазовое расслоение и сосуществование ромбоэдрической и тетрагональной фаз. В $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_{2.80}$ с тетрагональной кристаллической структурой наблюдается сосуществование АФМ областей *C*-типа и областей спинового стекла. Различие магнитной структуры данных соединений обусловлено особенностями орбитального упорядочения и характером распределения кислородных вакансий – изотропным для ромбоэдрической фазы $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_{2.85}$ и анизотропным для тетрагональной фазы $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_{2.80}$. Стабильность состояния спинового стекла в $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_{2.85}$ под давлением, по-видимому, связана с топологическими ограничениями на максимально возможный размер ФМ кластеров, который определяется локальной геометрией распределения кислородных вакансий.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований БРФФИ # 06-02-81018-Бел-а и БРФФИ # Ф06Р-078.

1. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, Phys. Rep. **344**, 1 (2001).
2. M. B. Salamon and M. Jaime, Rev. Mod. Phys. **73**, 583 (2001).
3. A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima et al., Phys. Rev. B **51**, 14103 (1995).
4. С. В. Труханов, ЖЭТФ **127**, 107 (2005).
5. С. В. Труханов, И. О. Троянчук, А. В. Труханов и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 310 (2006).
6. N. Takeshita, C. Terakura, D. Akahoshi et al., Phys. Rev. B **69**, 180405 (2004).
7. С. В. Труханов, И. О. Троянчук, А. В. Труханов и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 36 (2006).
8. V. L. Aksenov, A. M. Balagurov, V. P. Glazkov et al., Physica B **265**, 258 (1999).
9. В. П. Глазков, И. Н. Гончаренко, ФТВД **1**, 56 (1991).
10. V. B. Zlokazov and V. V. Chernyshev, J. Appl. Cryst. **25**, 447 (1992).
11. J. Rodriguez-Carvajal, Physica B **192**, 55 (1993).
12. D. P. Kozlenko, I. N. Goncharenko, B. N. Savenko, and V. I. Voronin, J. Phys.: Condens. Matter **16**, 6755 (2004).
13. D. P. Kozlenko, V. P. Glazkov, Z. Jirak, and B. N. Savenko, J. Phys.: Condens. Matter **16**, 2381 (2004).
14. R. Kajimoto, H. Yoshizawa, H. Kawano et al., Phys. Rev. B **60**, 9506 (1999).
15. Z. Fang, I. V. Solovyev and K. Terakura, Phys. Rev. Lett. **84**, 3169 (2000).
16. F. J. Birch, J. Geophys. Res. **91**, 4949 (1986).