

ФОРМИРОВАНИЕ ФРУСТРИРОВАННЫХ ОБМЕННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И ВЫСОКИХ ГИДРОСТАТИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЯХ В $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$

С. В. Труханов^{a}, А. В. Труханов^a, А. Н. Васильев^b, Г. Шимчак^{c**}*

^a *Научно-практический центр по материаловедению Национальной академии наук Беларуси
220072, Минск, Белоруссия*

^b *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

^c *Institute of Physics, Polish Academy of Sciences
02-668, Warsaw, Poland*

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.

Исследованы магнитные и тепловые свойства анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ в широком температурном интервале (4–350 К), в том числе и в условиях гидростатического давления (0–1.1 ГПа). Во всем исследованном интервале давлений, образец является спиновым стеклом с размытым фазовым переходом в парамагнитное состояние. Установлено, что состояние спинового стекла есть следствие фрустрации обменных взаимодействий ферромагнитных кластеров, внедренных в антиферромагнитную матрицу. Температура замерзания магнитных моментов ферромагнитных кластеров T_f увеличивается под действием давления, зависимость температуры замерзания от давления характеризуется производной величиной около 4.5 К/ГПа, в то время как зависимость температуры магнитного упорядочения T_{MO} характеризуется производной величиной около 13 К/ГПа. Объемная часть образца, находящаяся в ферромагнитном состоянии, составляет $V_{ferr} \approx 13\%$ и возрастает под действием давления 1.1 ГПа на $\Delta V_{ferr} \approx 6\%$. Усиление ферромагнитных свойств анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ в условиях гидростатического давления есть следствие перераспределения вакансий кислорода и уменьшения параметров элементарной ячейки. Обсуждается наиболее вероятный механизм формирования фрустрированных обменных взаимодействий.

1. ВВЕДЕНИЕ

Физические свойства манганитов продолжают привлекать пристальное внимание многих исследователей, работающих в области физики конденсированного состояния [1–6]. В этих соединениях тесно переплетены и взаимосвязаны орбитальные, зарядовые, спиновые и решеточные степени свободы, что в значительной степени определяет наблюдаемое многообразие фазовых состояний и физических свойств [7–10]. Среди большой совокупности факторов, определяющих свойства манганитов, наиболее значимыми являются такие как стехиометрия (вид

и соотношение ионов) и кристаллоструктурные параметры (средняя длина связи $\langle \text{Mn-O} \rangle$ и угол связи $\langle \text{Mn-O-Mn} \rangle$).

Принято считать, что магнитные и электронные свойства замещенных манганитов определяются

$$W = \cos(1/2[\pi - \langle \text{Mn-O-Mn} \rangle]) / \langle \text{Mn-O} \rangle^{3.5}$$

— шириной электронной e_g -зоны [11]. Чем больше W , тем сильнее выражены ферромагнитные и металлические свойства (выше температура Кюри T_C , температура перехода металл–диэлектрик T_{MI} и ниже значение удельного электросопротивления ρ [12–14]).

Действие гидростатического давления на манганиты, как правило, увеличивает W , а следовательно, стабилизирует ферромагнитное металлическое

*E-mail: truhanov@ifftp.bas-net.by

**H. Szymczak

состояние, причем, чем выше значение W , тем слабее влияние давления. Это влияние определяется такой структурной характеристикой как $\langle r_A \rangle$ средний катионный радиус А-подрешетки перовскита. Так для манганита $\text{La}_{0.70}\text{Ca}_{0.30}\text{MnO}_3$ ($\langle r_A \rangle = 1.205 \text{ \AA}$) температура Кюри T_C возрастает под действием гидростатического давления и зависимость температуры Кюри от давления характеризуется производной $dT_C/dP \approx 20 \text{ К/ГПа}$, а для манганита $\text{La}_{0.70}\text{Ba}_{0.30}\text{MnO}_3$ ($\langle r_A \rangle = 1.292 \text{ \AA}$) — производной $dT_C/dP \approx 6 \text{ К/ГПа}$ [14].

Действие давления, в основном, уменьшает объем элементарной ячейки V , что сводится к уменьшению длины связи $\langle \text{Mn-O} \rangle$ и увеличению угла связи $\langle \text{Mn-O-Mn} \rangle$. Однако два этих процесса не равносильны. Так, для манганитов $\text{Ln}_{0.70}\text{A}_{0.30}\text{MnO}_3$ ($\langle r_A \rangle = 1.205 \text{ \AA}$) зафиксированы следующие значения производных зависимости средней длины связи и среднего угла связи от давления: $d\langle \text{Mn-O} \rangle/dP \approx -3.9 \cdot 10^{-3} \text{ \AA/ГПа}$ [15] и $d\langle \text{Mn-O-Mn} \rangle/dP \approx -3.9 \cdot 10^{-4} \text{ град/ГПа}$ [16]. Кроме того, под давлением может наблюдаться упорядочение ионных вакансий [17].

В работе [1] было обнаружено, что манганит $\text{Sm}_{0.50}\text{Ba}_{0.50}\text{MnO}_3$ ($\langle r_A \rangle = 1.301 \text{ \AA}$) с фиксированным беспорядком в А-подрешетке перовскита в условиях атмосферного давления является спиновым стеклом с температурой замерзания $T_f \sim 45 \text{ К}$ магнитных моментов ферромагнитных кластеров. Спин-стекольное состояние вызвано большим различием катионных радиусов Sm^{3+} ($r = 1.301 \text{ \AA}$) и Ba^{2+} ($r = 1.470 \text{ \AA}$) [18]. Это свойство наиболее ярко выражено именно для манганитов, замещенных ионами Ba^{2+} [19]. Под действием гидростатического давления (до 10 ГПа) этот манганит демонстрирует магнитный фазовый переход из спин-стекольного состояния в ферромагнитное состояние, причем температура Кюри также изменяется под действием давления и скорость ее изменения характеризуется производной величиной $dT_C/dP \approx 11 \text{ К/ГПа}$ [20]. Следует напомнить, что рекордное значение скорости изменения температуры Кюри по действием гидростатического давления для манганитов, которое составляет $dT_C/dP \approx 43 \text{ К/ГПа}$, было получено для А-катион-разупорядоченного образца $\text{Pr}_{0.50}\text{Ba}_{0.50}\text{MnO}_3$ [21].

Замещенные манганиты лантана $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_{3-\gamma}$ с дефицитом кислорода интересны с точки зрения экспериментального исследования косвенного 180-градусного обмена между ионами марганца [22]. Следует отметить, что ионы La^{3+} , Sr^{2+} и O^{2-} являются диамагнитными. Этот факт

значительно упрощает интерпретацию результатов магнитных исследований. В то время как влияние гидростатического давления на ферромагнитные и антиферромагнитные составы манганитов хорошо изучены, вопрос о состоянии спиновых стекол в экстремальных условиях до сих пор остается открытым. Это обстоятельство побудило нас исследовать в условиях гидростатического давления (до 1.1 ГПа) в широком температурном интервале магнитные свойства оптимально допированного манганита с вакансиями кислорода $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ ($\langle r_A \rangle = 1.244 \text{ \AA}$), который демонстрирует свойства спинового стекла. Следует отметить, что вакансии кислорода слабо уменьшают $\langle r_A \rangle$. Спин-стекольное состояние в этом образце возникает в результате разрыва обменных связей $\langle \text{Mn-O-Mn} \rangle$. Интересной особенностью данного образца является тот факт, что он содержит только ионы трехвалентного марганца $\text{La}_{0.70}^{3+}\text{Sr}_{0.30}^{2+}\text{Mn}^{3+}\text{O}_{2.85}^{2-}$.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Методика получения анион-дефицитного образца $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ описана в работе [23]. Рентгенофазовый анализ был проведен на дифрактометре ДРОН-3 в K_α -излучении Cu при комнатной температуре. Величина содержания кислорода была определена методом термогравиметрического анализа. Измерения динамической магнитной восприимчивости были выполнены на СКВИД-магнитометре в переменном магнитном поле 10 Э с частотами 10^2 , 10^3 и 10^4 Гц. Исследования теплоемкости проведены с использованием квазиadiaбатического микрокалориметра. Исследование удельной намагниченности были выполнены на коммерческом вибрационном магнитометре ОI-3001 в интервале температур 4.2 К–350 К и полей — 15.5 кЭ–15.5 кЭ. Были выполнены измерения в зависимости от температуры в слабых полях (100 Э) в режиме отогрева после охлаждения без поля (ZFC) и в поле (FC), а также в зависимости от поля при низкой температуре (6 К). Температура магнитного упорядочения (T_{MO}) определялась по температурной зависимости ZFC-кривой в поле 100 Э, как точка перегиба ($\min\{dM_{ZFC}/dT\}$). Температура замерзания магнитных моментов ферромагнитных кластеров (T_f) определялась, как температура соответствующая максимуму ZFC-кривой. Спонтанный атомный магнитный момент (σ_S) был определен по полевой зависимости линейной экстраполяцией к нулевому полю. Для измерений удельной намагниченности в

условиях гидростатического давления был использован миниатюрный Ве–Си-контейнер. В качестве среды, передающей давление, была использована смесь минерального масла и керосина. Давление было проградуировано при низких температурах с помощью сверхпроводящего перехода свинца.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Хорошо известно, что стехиометрический манганит $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_3$ является ферромагнетиком с $T_C = 360$ К [24]. Средняя степень окисления катионов марганца, находящихся в октаэдрической координации анионов кислорода, составляет 3.3+, что соответствует 70 % Mn^{3+} и 30 % Mn^{4+} . Спонтанный атомный магнитный момент для этого манганита составляет $3.7\mu_B/\text{форм. ед.}$

Анион-дефицитный образец $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ характеризуется (при $T = 293$ К) ромбоэдрической (пространственная группа $R\bar{3}c$, $Z = 2$) перовскитной ячейкой с $a = 5.499$ Å и $\alpha = 60.29^\circ$. Согласно результатам магнитных измерений анион-дефицитный манганит $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ является спиновым стеклом с температурой замерзания $T_f \sim 47$ К. Для этого образца наблюдается частотная дисперсия динамической магнитной восприимчивости (рис. 1а). С увеличением частоты поля пик восприимчивости уменьшается по величине и смещается в сторону высоких температур. T_f возрастает от 45 К до 50 К при увеличении частоты поля на два порядка.

Известно, что для замещенных манганитов в орбитально-разупорядоченном состоянии сверхобменное взаимодействие $\text{Mn}^{3+}(6)\text{--O--Mn}^{3+}(6)$ для октаэдрической координации катионов марганца является положительным, тогда как для пентаэдрической координации $\text{Mn}^{3+}(5)\text{--O--Mn}^{3+}(5)$, является антиферромагнитным [25]. Обменные взаимодействия одноименных знаков группируются и образуют мезо- и (или) наномасштабные пространственные объекты — кластеры. Конкуренция во взаимодействии между антиферромагнитно и ферромагнитно упорядоченными кластерами приводит к фрустрации обменных связей и образованию состояния спинового стекла [26]. На реализацию такого механизма образования спинового стекла в случае анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ указывает, в частности, вид кривой обратной восприимчивости (рис. 1б). Линейная экстраполяция χ^{-1} выше T_f дает два значения парамагнитной темпе-

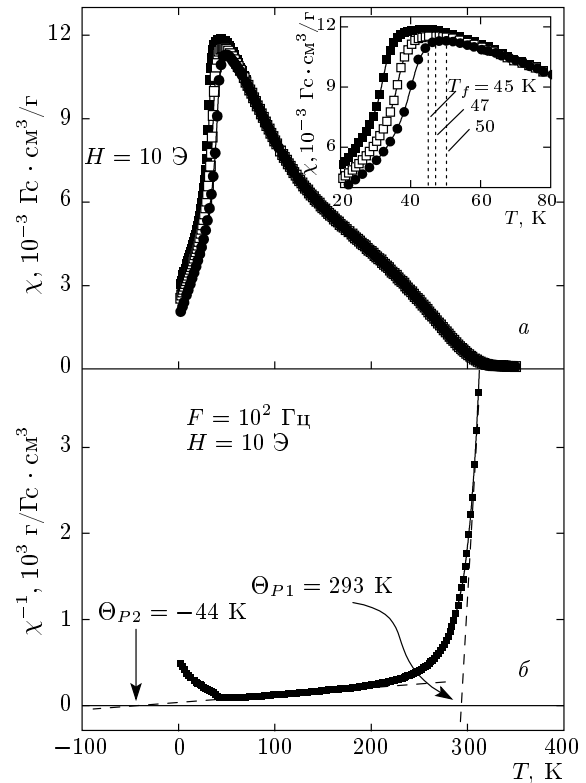


Рис. 1. Температурные зависимости динамической магнитной восприимчивости (а) в переменном поле 10 Э с частотами 100 Гц (■), 1000 Гц (□), 10000 Гц (●) и обратной величины динамической магнитной восприимчивости (б) при атмосферном давлении для анион-дефицитного образца $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$

ратуры Кюри $\Theta_{P1} \approx 293$ К и $\Theta_{P2} \approx -44$ К. Это означает, что в системе присутствуют обменные взаимодействия противоположных знаков. Температура замерзания магнитных моментов ферромагнитных кластеров T_f определяет средний диаметр ферромагнитных кластеров, который в нашем случае составляет около 10 нм [27]. Следует отметить также достаточно широкий переход в парамагнитное состояние $\Delta T = 249$ К, что является аномальной особенностью.

Пониманию природы магнитного состояния анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ помогает результат исследования температурной зависимости молярной теплоемкости (рис. 2а). Можно сделать вывод, что переход в парамагнитное состояние не является обычным термодинамическим фазовым переходом второго рода, так как в этом случае должен наблюдаться не плавный ход температурной зависимости теплоемкости $C(T)$,

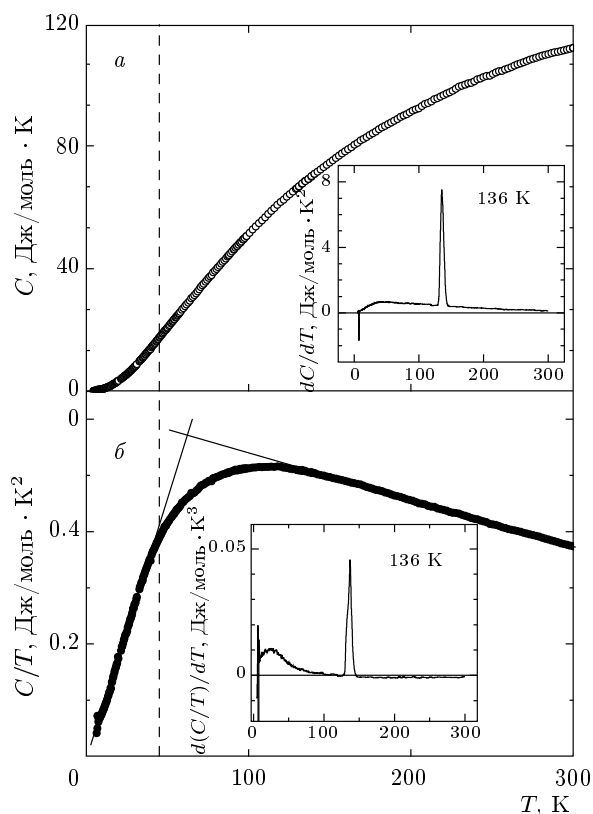


Рис. 2. Температурные зависимости молярной теплоемкости (а) и приведенной теплоемкости (б) при атмосферном давлении для анион-дефицитного образца $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$. Штриховой линией отмечена температура начала перехода в парамагнитное состояние. Вставки демонстрируют температурные зависимости производных соответствующих величин

а наличие резкой аномалии в районе температуры магнитного упорядочения T_{MO} (рис. 2а). Важнейшей особенностью полученного нами результата является линейная зависимость приведенной молярной теплоемкости C/T в области низких температур $T < T_f$ и наличие плавного максимума при высоких температурах $T \gg T_f$ (рис. 2б). Эти два факта определяют сильно вырожденное основное состояние анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$. Отсутствие пика теплоемкости, характерного для переходов второго рода, объясняется магнитной неоднородностью и наличием определенной доли фрустрированных обменных взаимодействий $\text{Mn}^{3+}-\text{O}-\text{Mn}^{3+}$. В системе присутствуют кластеры различных размеров. Температура перехода в парамагнитное состояние для каждого кластера зависит от линейного размера этого кластера, при

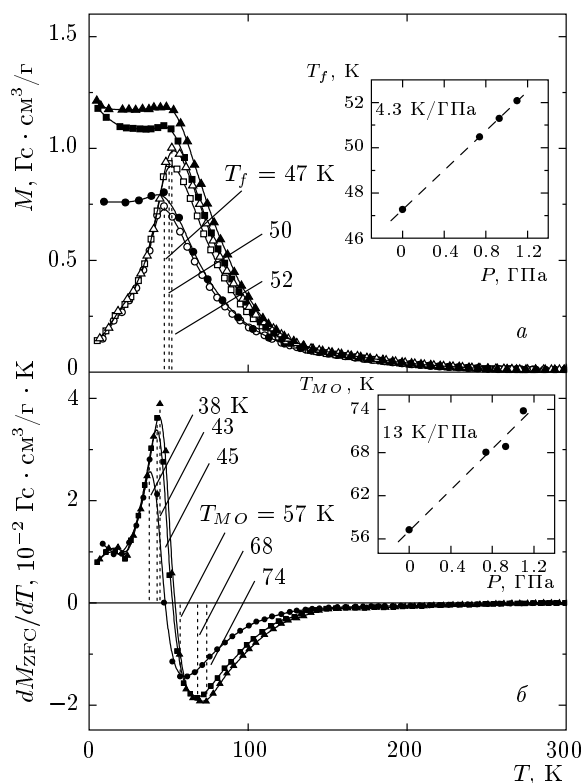


Рис. 3. Температурные зависимости удельной намагниченности в режиме ZFC (светлые символы) и в режиме FC (темные символы) (а) в поле 100 Э и производной удельной намагниченности в режиме ZFC (б) при атмосферном давлении (кружки) и давлениях 0.7 ГПа (прямоугольники) и 1.1 ГПа (треугольники) для анион-дефицитного образца $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$. Вставки демонстрируют линейную интерполяцию скорости изменения критической температуры магнитного перехода

этом чем больше линейный размер кластера, тем выше температура Кюри. Так как кластеры имеют разные размеры, то в целом для системы будет наблюдаться определенный разброс — дисперсия — температуры Кюри. Отсюда следует магнитная неоднородность, ответственная за наличие гладкого максимума на кривой температурной зависимости теплоемкости. Низкотемпературное поведение приведенной теплоемкости C/T обнаруживает электронный вклад с коэффициентом $\gamma \sim 0.074$ Дж/моль·К², которому соответствует концентрация носителей заряда равная примерно 10^{18} см⁻³.

Поведение ZFC- и FC-кривых удельной намагниченности (рис. 3а) служит еще одним доказательством состояния спинового стекла в анион-дефицитном манганите $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$.

ZFC- и FC-кривые сильно различаются при температурах ниже температуры замерзания магнитных моментов ферромагнитных кластеров T_f , что свидетельствует об отсутствии дальнего ферромагнитного порядка. При атмосферном давлении ($P = 0$) ZFC-кривая демонстрирует резкий пик при $T_f \approx 47$ К, в то время как FC-кривая почти постоянна ниже T_f . Обе кривые почти совпадают при температурах выше $T_f \approx 47$ К. Они являются вогнутыми вниз и постепенно убывают. Воздействие внешнего давления увеличивает температуры замерзания T_f и магнитного упорядочения T_{MO} , причем это увеличение характеризуется величинами производной равными соответственно примерно 4.3 К/ГПа и 13 К/ГПа. Под действием гидростатического давления $P = 0.7$ ГПа (рис. 3) наблюдаются температуры замерзания $T_f \approx 50$ К и магнитного упорядочения $T_{MO} \approx 68$ К. При максимальном давлении $P = 1.1$ ГПа наблюдается $T_f \approx 52$ К и $T_{MO} \approx 74$ К. Факт возрастания температуры замерзания магнитных моментов ферромагнитных кластеров T_f свидетельствует об увеличении среднего диаметра ферромагнитных кластеров, что является следствием перераспределения вакансий кислорода [28]. Наиболее вероятно, что возрастает доля ферромагнитных взаимодействий $Mn^{3+}(6)-O-Mn^{3+}(6)$ за счет уменьшения антиферромагнитных $Mn^{3+}(5)-O-Mn^{3+}(6)$. Следует отметить, что состояние типа кластерного спинового стекла часто наблюдается в неоднородных магнитных системах, таких как, например, сплавы Co-Cu и Co-Ag [29, 30]. Ориентация магнитных моментов атомов (ионов) спинового стекла в области температур ниже некоторой критической T_f не имеет никакой пространственной периодичности. Она меняется в пространстве случайным образом подобно расположению атомов в обычном стекле. В отличие от парамагнетиков, где магнитные моменты флуктуируют во времени, спиновые стекла характеризуются «замороженными» магнитными моментами, т. е. ненулевыми средними по времени векторными величинами. Многочисленные исследования, проведенные к настоящему времени, свидетельствуют о том, что универсальной причиной возникновения состояния спинового стекла является наличие атомного беспорядка и (или) конкуренции обменных взаимодействий. Это состояние обусловлено невыполнением принципа эргодичности, т. е. несовпадением результатов усреднения физических параметров системы по времени и ансамблю. Наличие фрустрированных связей, соединяющих магнитные моменты, — важнейшая

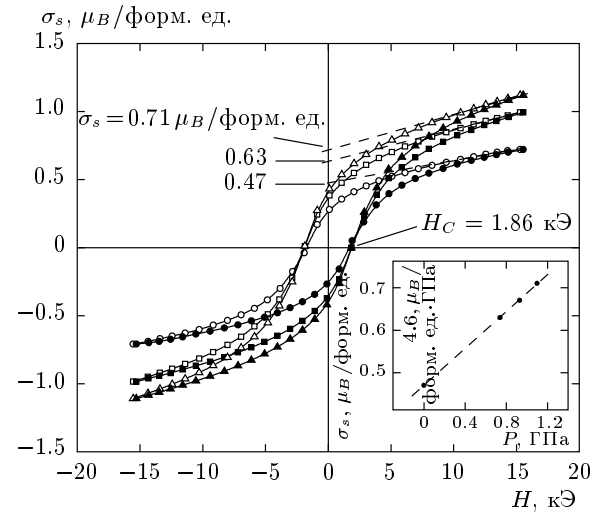


Рис. 4. Полевые зависимости атомного магнитного момента в режиме FC при $T = 6$ К при атмосферном давлении (кружки) и давлениях 0.7 ГПа (квадраты) и 1.1 ГПа (треугольники) для анион-дефицитного образца $La_{0.70}Sr_{0.30}MnO_{2.85}$. Светлые символы означают режим уменьшения поля, темные символы — режим увеличения. Вставка демонстрирует линейную интерполяцию скорости изменения спонтанного атомного магнитного момента

особенность спиновых стекол. Связь называется фрустрированной, если взаимная ориентация соответствующих магнитных моментов не совпадает со знаком их обменных взаимодействий [23].

Воздействие гидростатического давления увеличивает ферромагнитную часть анион-дефицитного манганита $La_{0.70}Sr_{0.30}MnO_{2.85}$. В условиях атмосферного давления образец обладает спонтанным атомным (приходящимся на одну формульную единицу) магнитным моментом равным $\sigma_S \sim 0.47 \mu_B/\text{форм. ед.}$, в то время как теоретически возможное значение при полностью параллельной ориентации спинов марганца составляет $3.7 \mu_B/\text{форм. ед.}$ Исходя из этих значений можно заключить, что ферромагнитная часть образца составляет $V_{ferr} \sim 13\%$. Под давлением $P = 0.7$ ГПа спонтанный момент возрастает до $\sigma_S \sim 0.63 \mu_B/\text{форм. ед.}$, что соответствует $V_{ferr} \sim 18\%$ ферромагнитной части образца, а под давлением $P = 1.1$ ГПа спонтанный момент возрастает до $\sigma_S \sim 0.71 \mu_B/\text{форм. ед.}$, что соответствует $V_{ferr} \sim 19\%$ ферромагнитной части образца. Таким образом, спонтанный атомный магнитный момент возрастает с увеличением давления и его зависимость характеризуется производной величиной

равной примерно $4.6\mu_B/(\text{ГПа}\cdot\text{форм.ед.})$. Следует отметить, что под действием давления коэрцитивная сила не изменяет своего значения и остается равной $H_C \sim 1.86 \text{ кЭ}$, что свидетельствует о слабом изменении анизотропии обменных взаимодействий как ферромагнитных $\text{Mn}^{3+}(6)\text{--O--Mn}^{3+}(6)$, так и антиферромагнитных $\text{Mn}^{3+}(5)\text{--O--Mn}^{3+}(6)$ [31].

Помимо введения кислородных вакансий, состояние спинового стекла в манганитах также наблюдается в соединениях с разупорядочением редкоземельного и щелочноземельного элементов существенно разного ионного радиуса в А-подрешетке — $(\text{Nd, Sm})_{0.50}\text{Ba}_{0.50}\text{MnO}_3$ [20]. В этом случае приложение гидростатического давления примерно до 5 ГПа приводит к подавлению состояния спинового стекла и появлению ферромагнитного состояния. Образование состояния спинового стекла в $\text{A}_{0.50}\text{Ba}_{0.50}^{2+}\text{Mn}_{0.50}^{4+}\text{O}_3^{2-}$ обусловлено конкуренцией ферромагнитного двойного обменного взаимодействия и антиферромагнитного 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 ферромагнитного состояния.

Можно предположить, что формирование ферромагнитного состояния под давлением в манганитах с исходным состоянием спинового стекла происходит путем укрупнения и объединения ферромагнитных кластеров, внедренных в антиферромагнитную матрицу. В отличие от стехиометрических манганитов, 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 марганца, около 3.9 \AA , и очень слабого прямого обменного взаимодействия. Концентрация анионных вакансий равная примерно 0.15 приводит к заметной вероятности их обнаружения уже в первой и второй координационных сферах, содержащих соответственно 6 и 16 ионов кислорода [32]. Таким образом, в случае изотропного распределения кислородных вакансий, имеющего место в ромбоэдрической фазе анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$, можно оценить характерный средний размер ферромагнитного кластера порядка одного-двух расстояний Mn--O--Mn , т. е. примерно $4\text{--}8 \text{ \AA}$. Эта оценка сопоставима со значением среднего размера ферромагнитного кластера равного при-

мерно 10 \AA , полученным из магнитных измерений в $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ [23]. Под давлением не более 1 ГПа наблюдается некоторое увеличение объемной доли ферромагнитных кластеров, что по-видимому связано с усилением ферромагнитных сверхобменных взаимодействий и увеличением размеров ферромагнитных кластеров до предельно допустимого максимального значения, определяемого локальной геометрией распределения вакансий [33].

4. ВЫВОДЫ

Из анализа полученных экспериментальных результатов можно сделать вывод, что основными причинами усиления ферромагнетизма (увеличение T_{MO} и σ_S) в анион-дефицитном манганите $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ под действием гидростатического давления являются: 1) перераспределение анионных вакансий, что вызывает увеличение среднего диаметра ферромагнитных кластеров и 2) уменьшение средней длины связи $\langle\text{Mn--O}\rangle$ в пределах ферромагнитных кластеров. Как было отмечено ранее, параметр $\langle\text{Mn--O}\rangle$ является основным в определении ширины W электронной e_g -зоны. С уменьшением $\langle\text{Mn--O}\rangle$ степень поляризации локальных спинов существенно возрастает, что приводит к усилению ферромагнетизма. Доказательством первого факта является увеличение температуры замерзания магнитных моментов ферромагнитных кластеров T_f , доказательством второго — увеличение спонтанного атомного магнитного момента σ_S . Особенности магнитного состояния исследованного анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ обусловлены особенностями структурного строения, характером орбитального упорядочения, связанного с анизотропией кислородных октаэдров, и характером распределения кислородных вакансий. Стабильность состояния спинового стекла под давлением связана с ограничениями на максимально возможный размер ферромагнитных кластеров в случае присутствия кислородных вакансий.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф08Р-148) и РФФИ (грант № 10-02-90903).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. V. Trukhanov, I. O. Troyanchuk, M. Hervieu et al., Phys. Rev. B **66**, 184424 (2002).

2. С. М. Дунаевский, ФТТ **46**, 193 (2004).
3. J. B. Goodenough, Rep. Progr. Phys. **67**, 1915 (2004).
4. E. Dagotto, New J. Phys. **7**, 67 (2005).
5. K. Dörr, J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, R125 (2006).
6. S. V. Trukhanov, L. S. Lobanovski, A. V. Trukhanov et al., Phys. Stat. Sol. (c) **6**, 1001 (2009).
7. J. M. D. Coey, M. Viret, and S. von Molnar, Adv. Phys. **48**, 167 (1999).
8. E. L. Nagaev, Phys. Rep. **346**, 387 (2001).
9. С. В. Труханов, ЖЭТФ **128**, 597 (2005).
10. S. V. Trukhanov, D. P. Kozlenko, and A. V. Trukhanov, J. Magn. Magn. Mater. **320**, e88 (2008).
11. M. Medarde, J. Mesot, P. Lacorre et al., Phys. Rev. B **52**, 9248 (1995).
12. Y. Moritomo, A. Asamitsu, and Y. Tokura, Phys. Rev. B **51**, 16491 (1995).
13. Y. Moritomo, A. Asamitsu, and Y. Tokura, Phys. Rev. B **56**, 12190 (1997).
14. H. Y. Hwang, T. T. M. Palstra, S.-W. Cheong, and B. Batlogg, Phys. Rev. B **52**, 15046 (1995).
15. D. P. Kozlenko, I. N. Goncharenko, B. N. Savenko, and V. I. Voronin, J. Phys.: Condens. Matter **16**, 6755 (2004).
16. P. G. Radaelli, G. Iannone, M. Marezio et al., Phys. Rev. B **56**, 8265 (1997).
17. I. M. Fita, R. Szymczak, M. Baran et al., Phys. Rev. B **68**, 014436 (2003).
18. R. D. Shannon, Acta Crystallogr. A **32**, 751 (1976).
19. S. V. Trukhanov, J. Mater. Chem. **13**, 347 (2003).
20. N. Takeshita, C. Terakura, D. Akaoshi et al., Phys. Rev. B **69**, 180405(R) (2004).
21. S. V. Trukhanov, I. O. Troyanchuk, I. M. Fita et al., J. Magn. Magn. Mater. **237**, 276 (2001).
22. S. V. Trukhanov, A. V. Trukhanov, H. Szymczak et al., J. Phys. Chem. Sol. **67**, 675 (2006).
23. С. В. Труханов, ЖЭТФ **127**, 107 (2005).
24. A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima et al., Phys. Rev. B **51**, 14103 (1995).
25. С. В. Труханов, М. В. Бушинский, И. О. Троянчук, Г. Шимчак, ЖЭТФ **126**, 874 (2004).
26. С. В. Труханов, И. О. Троянчук, А. В. Труханов и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 36 (2006).
27. D. P. Kozlenko, S. V. Trukhanov, E. V. Lukin et al., Eur. Phys. J. B **58**, 361 (2007).
28. С. В. Труханов, И. О. Троянчук, И. А. Бобриков и др., Кристаллография **52**, 834 (2007).
29. S. Nafis, J. A. Woollam, Z. S. Shan, and D. J. Sellmyer, J. Appl. Phys. **70**, 6050 (1991).
30. F. Conde, C. Gomez-Polo, and A. Hernando, J. Magn. Magn. Mater. **138**, 123 (1994).
31. Д. П. Козленко, С. В. Труханов, Е. В. Лукин и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 123 (2007).
32. S. V. Trukhanov, L. S. Lobanovski, M. V. Bushinsky et al., Eur. Phys. J. B **42**, 51 (2004).
33. S. V. Trukhanov, N. V. Kasper, I. O. Troyanchuk et al., J. Sol. St. Chem. **169**, 85 (2002).