

## Магнитные свойства облученных электронами квазислоистых манганитов $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$ ( $x = 0.3, 0.35, 0.4$ )

© Т.И. Арбузова, С.В. Наумов, В.Л. Арбузов

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 6 сентября 2002 г.  
В окончательной редакции 16 января 2003 г.)

Исследованы магнитные свойства поликристаллов  $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$  ( $x = 0.3-0.4$ ) в широкой температурной области 80–600 К. Квазидвумерные манганиты имеют сложную магнитную структуру с несколькими переходами от одного типа магнитного упорядочения к другому. Отличительной особенностью этих манганитов является гиперболическая зависимость обратной восприимчивости в переходной области из магнитоупорядоченного в парамагнитное состояние при  $T > 360$  К. Этот факт указывает на реализацию ферримагнетизма. Показано, что электронное облучение флюенсом  $\Phi = 1 \cdot 18^{18} \text{ e/cm}^2$  не влияет на дальний магнитный порядок, однако способствует образованию парамагнитных поляронов и неоднородного парамагнитного состояния.

Работа выполнена при поддержке программы ФЦНТП Миннауки РФ № 40.012.1.1.1153-14/02 и проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 02-02-16429.

Большой интерес к перовскитоподобным оксидам марганца из серии Руддлсдена–Поппера  $\text{A}_{n+1}\text{Mn}_n\text{O}_{3n+1}$  ( $n = 1, 2, \dots, \infty$ ) связан с эффектом колоссального магнитосопротивления [1,2]. Эти соединения могут быть классифицированы как магнитные полупроводники с сильной связью между магнитной и электронной подсистемами. Наиболее полно изучены физические свойства трехмерных (3D) манганитов  $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  ( $n = \infty$ ). В  $\text{A}_3\text{Mn}_2\text{O}_7$  ( $n = 2$ ) кристаллическая структура квазидвумерная. Двойные магнитные слои  $\text{MnO}_2$  удалены друг от друга на значительное расстояние и разделены изолирующими прослойками. Это может привести к низкоразмерному магнетизму при не очень низких температурах. Для выяснения влияния структурной размерности на магнитные свойства манганитов авторы [3] сравнили температурные зависимости намагниченности в поле  $H = 100$  Ое для монокристаллов  $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$  (3D) и  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  (квази-2D) с одинаковым содержанием стронция и отметили существенное различие между ними.  $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$  имеет высокое значение  $T_c = 361$  К и обнаруживает характерное для однородных ферромагнетиков резкое уменьшение намагниченности вблизи  $T_c$ . В  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$   $T_c = 90$  К и намагниченность при  $T = 5$  К значительно ниже. В области  $100 < T < 360$  К зависимость  $M(T)$  несколько размыта. Согласно нейтронографическим исследованиям при низких температурах  $T < 10$  К,  $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$  с  $x = 0.3$  является коллинеарным антиферромагнетиком, а составы с  $x = 0.32-0.40$  — коллинеарными ферромагнетиками [2,4]. Магнитные моменты в бислое упорядочены ферромагнитно, но направление спинов зависит от уровня легирования. В настоящее время нет однозначного мнения относительно магнитного порядка в промежуточной области температур  $T_c < T < 360$  К. Для монокристалла  $\text{La}_{1.4}\text{Sr}_{1.6}\text{Mn}_2\text{O}_7$  в работах [5,6] обнаружены 2D ферромагнитные корреляции в обла-

сти  $90 < T < 270$  К, тогда как авторы [7] не нашли доказательств 2D спиновых корреляций. Авторы [8] на основании данных по неупругому нейтронному рассеянию в  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  сделали заключение о сосуществовании антиферромагнитных кластеров с длиной корреляции  $\xi = 6.7 \pm 2.2 \text{ \AA}$  и ферромагнитных флуктуаций с длиной корреляции  $\xi = 9.3 \pm 1.3 \text{ \AA}$  в области  $T > T_c$ . Нейтронографические исследования не всегда позволяют выявить неколлинеарные магнитные структуры. Важную информацию о магнитном состоянии можно получить из магнитных измерений, в частности, при высоких температурах. Вид температурной зависимости  $\chi^{-1}(T)$ , знак парамагнитной температуры Кюри  $\theta$ , соотношение между  $T_c(T_N)$  и  $\theta$ , величина эффективного магнитного момента  $\mu_{\text{eff}}$  позволяют сделать вывод о магнитном порядке, механизмах обменного взаимодействия и параметрах обмена, а также о валентном состоянии магнитных ионов. В литературе практически отсутствуют данные магнитных измерений при высоких температурах для квазислоистых манганитов.

Изучение влияния решеточных и спиновых связей на магнитные свойства важно для понимания природы физических явлений в ряду оксидов переходных металлов, включая низкоразмерные системы. Радиационное разупорядочение в манганитах может привести к изменению длин связей Mn–O и углов Mn–O–Mn, к смещению температур магнитных фазовых переходов. В  $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  заметное уменьшение  $T_c$  наблюдалось только при больших дозах облучения электронами или ионами [9,10]. Влияние радиационных дефектов на магнитные свойства квазидвумерных манганитов не изучалось. В данной работе исследованы магнитные свойства исходных и облученных электронами манганитов  $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$  ( $x = 0.3-0.4$ ) в широком интервале температур, захватывающем как магнитоупорядоченную, так и парамагнитную область.

**Таблица 1.** Параметры решетки  $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$  ( $x = 0.3-0.4$ )

Соединение	$a, \text{Å}$ ( $\pm 0.002 \text{ Å}$ )	$c, \text{Å}$ ( $\pm 0.002 \text{ Å}$ )
$La_{1.4}Sr_{1.6}Mn_2O_7$	3.872	20.208
$La_{1.3}Sr_{1.7}Mn_2O_7$	3.874	20.120
$La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$	3.872	20.081

## 1. Образцы и экспериментальные результаты

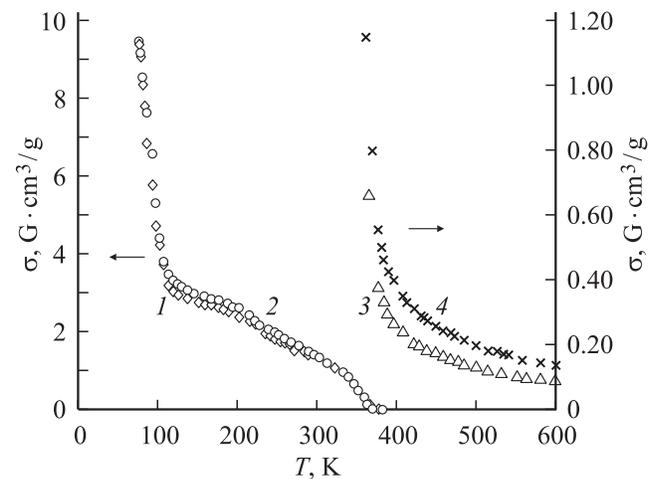
Поликристаллические образцы  $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$ ,  $La_{1.3}Sr_{1.7}Mn_2O_7$ ,  $La_{1.4}Sr_{1.6}Mn_2O_7$  были синтезированы по стандартной керамической технологии. Синтез образцов проходил в два этапа. Сначала смесь порошков  $La_2O_3$ ,  $SrCO_3$ ,  $Mn_3O_4$  отжигалась на воздухе в течение 50 h при температуре  $1400^\circ\text{C}$ . После перетирания и компактирования в таблетки проводился повторный отжиг. Полученные образцы являлись однофазными с тетрагональной симметрией решетки  $I4/mmm$ . В табл. 1 представлены параметры решетки для  $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$  ( $x = 0.3, 0.35, 0.4$ ). При увеличении концентрации стронция параметр  $a$  практически не изменяется, а параметр  $c$  значительно уменьшается; следовательно, уменьшается расстояние между магнитными бислоями.

Температурные и полевые зависимости намагниченности и магнитной восприимчивости измерены на магнитных весах в области температур  $T = 80-600$  K. Облучение образцов электронами с энергией  $5 \text{ MeV}$  и флюенсом  $\Phi = 1 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  проводилось при  $T = 273$  K в проточном гелиевом криостате. После электронного облучения и последующей выдержки при комнатной температуре в течение нескольких суток изменений параметров решетки не наблюдалось.

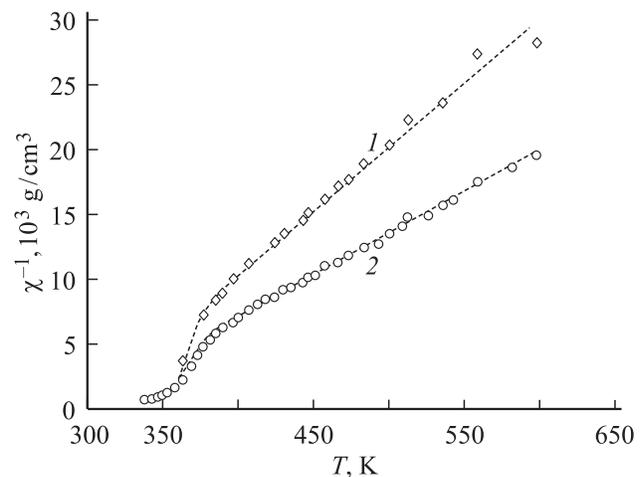
На рис. 1 представлены температурные зависимости удельной намагниченности  $\sigma(T)$  для  $La_{1.4}Sr_{1.6}Mn_2O_7$ , измеренные в различных постоянных магнитных полях. В поле  $H = 350$  Oe при повышении температуры вблизи  $T = 100$  K наблюдается резкое уменьшение намагниченности до  $\sigma = 3.0 \text{ G} \cdot \text{cm}^3/\text{g}$ . В этой области температур имеет место переход металл-изолятор и наблюдается максимум магнитосопротивления. Резкое падение  $\sigma(T)$  и большая величина восприимчивости указывают на магнитный фазовый переход. В области  $120 < T < 360$  K намагниченность  $La_{1.4}Sr_{1.6}Mn_2O_7$  плавно уменьшается с ростом  $T$ . При полном разрушении магнитного порядка полевые зависимости намагниченности  $\sigma(H)$  должны иметь линейный вид с экстраполяцией в нуль. Однако наличие петель гистерезиса намагниченности при комнатной температуре указывает на сохранение ферромагнитных спиновых корреляций [11]. На рис. 2 представлена температурная зависимость обратной восприимчивости, из которой видно, что  $La_{1.4}Sr_{1.6}Mn_2O_7$

при высоких температурах находится в парамагнитном состоянии. Выше  $T = 400$  K восприимчивость не зависит от напряженности магнитного поля и следует закону Кюри-Вейса  $\chi = N\mu_{\text{эф}}^2/3k(T - \theta)$  с положительным значением парамагнитной температуры Кюри  $\theta$  и эффективным магнитным моментом  $\mu_{\text{эф}}$ , близким к теоретическому значению. Качественно подобные зависимости  $\sigma(T)$  и  $\chi^{-1}(T)$  получены для  $La_{1.3}Sr_{1.7}Mn_2O_7$ .

$La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$  обнаруживает несколько иное поведение намагниченности  $\sigma(T)$  выше  $T = 100$  K (рис. 3). Вблизи  $T = 165$  K наблюдается максимум восприимчивости  $\chi = \sigma/H$ , как для  $\chi(T)$  в трехмерных манганитах  $La_{1-x}Ca_xMnO_3$  при  $0.6 \leq x \leq 0.9$  [12]. Обычно максимум  $\chi$  проявляется в антиферромагнетиках около температуры Нееля  $T_N$  и в коллинеарных ферримагнетиках с двумя и более магнитными подрешетками, у которых



**Рис. 1.** Температурные зависимости удельной намагниченности для исходного ( $\Phi = 0$ ) (1, 3) и облученного ( $\Phi = 1 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$ ) (2, 4) образцов  $La_{1.4}Sr_{1.6}Mn_2O_7$  в магнитных полях  $H = 0.35$  (1, 2) и  $2.65 \text{ kOe}$  (3, 4).



**Рис. 2.** Температурные зависимости обратной восприимчивости для  $La_{1.4}Sr_{1.6}Mn_2O_7$  в поле  $H = 2.65 \text{ kOe}$ .  $\Phi = 0$  (1) и  $1 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  (2).

Таблица 2. Магнитные характеристики  $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$  ( $x = 0.3-0.4$ )

Параметр	$\text{La}_{1.4}\text{Sr}_{1.6}\text{Mn}_2\text{O}_7$	$\text{La}_{1.3}\text{Sr}_{1.7}\text{Mn}_2\text{O}_7$	$\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$
$T_c^{(1)}$ , К	100	112	$\leq 90$
$T_c^{(2)}$ , К	354	350	315
$\theta$ , К	300	310	260
$\mu_{\text{эф}}, \mu_B$ (теория)	6.53	6.46	6.39
$\mu_{\text{эф}}, \mu_B$ (исходный образец)	6.54	6.51	6.71
$\mu_{\text{эф}}, \mu_B$ (облученный образец)	8.27	7.82	8.47
$\chi \cdot 10^{-2}$ , $\text{cm}^3/\text{g}$	4.0144	4.4678	2.6994
( $T = 80$ К, $H = 350$ Ое)			

$T_N > T_c$  [13]. Выше  $T_N$  такие соединения переходят в парамагнитное состояние. В  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  восприимчивость зависит от напряженности  $H$  выше температуры максимума намагниченности, что свидетельствует

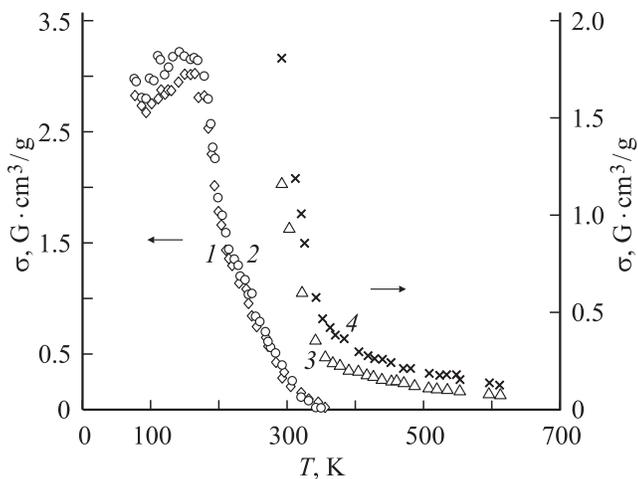


Рис. 3. Температурные зависимости удельной намагниченности для исходного ( $\Phi = 0$ ) (1, 3) и облученного ( $\Phi = 1 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$ ) (2, 4) образцов  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  в магнитных полях  $H = 0.35$  (1, 2) и  $2.65 \text{ kOe}$  (3, 4).

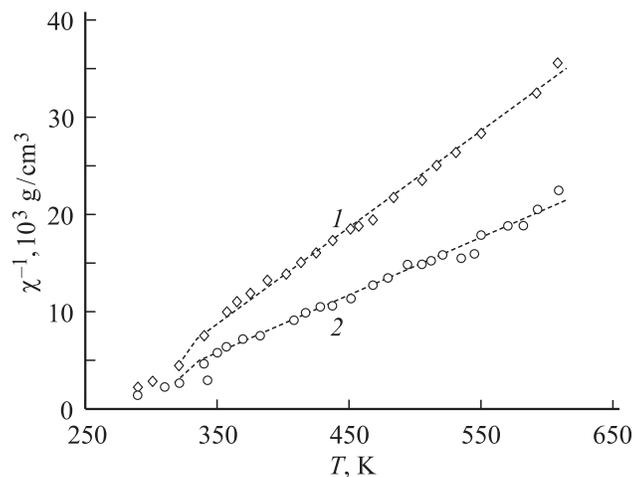


Рис. 4. Температурные зависимости обратной восприимчивости для  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  в поле  $H = 2.65 \text{ kOe}$ .  $\Phi = 0$  (1) и  $1 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  (2).

о сохранении ферромагнитной составляющей момента. При высоких температурах  $T > 400 \text{ K}$   $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ , так же как  $\text{La}_{1.3}\text{Sr}_{1.7}\text{Mn}_2\text{O}_7$  и  $\text{La}_{1.4}\text{Sr}_{1.6}\text{Mn}_2\text{O}_7$ , переходит в парамагнитное состояние, однако эффективный магнитный момент  $\mu_{\text{эф}} = 6.71 \mu_B$  выше теоретического значения (рис. 4 и табл. 2).

После проведенных измерений образцы были подвергнуты электронному облучению. Для выяснения влияния радиационных дефектов на магнитные свойства квазидвумерных манганитов получены зависимости  $\sigma(T)$  и  $\chi^{-1}(T)$  для исходных и облученных образцов (рис. 1–4). Видно, что после электронного облучения магнитные свойства в магнитоупорядоченной области  $T < 360 \text{ K}$  практически не изменились. Только у  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  наблюдается небольшое увеличение ферромагнитного вклада при  $T < 180 \text{ K}$ . Наиболее отчетливо влияние электронного облучения проявилось в парамагнитной области. Хотя значения парамагнитных температур Кюри  $\theta$  после облучения остались прежними, эффективный магнитный момент во всех образцах существенно увеличился (табл. 2). Наблюдаемые значения  $\mu_{\text{эф}}$  нельзя объяснить присутствием ионов  $\text{Mn}^{2+}$  со спином  $S = 5/2$ . Они указывают на сохранение обменных связей между магнитными ионами в области высоких температур.

## 2. Обсуждение результатов

Кристаллическая структура перовскитоподобных манганитов  $\text{A}_2\text{Mn}_2\text{O}_7$  является квазидвумерной: двойные манганитные слои  $\text{MnO}_2$ , состоящие из октаэдров  $\text{MnO}_6$ , разделены вдоль оси  $c$  изолирующими немагнитными прослойками  $\text{AO}_2$ . Магнитные свойства манганитов определяются суммой вкладов нескольких механизмов обменного взаимодействия: сверхобменного взаимодействия ионов марганца через ионы кислорода, двойного обмена при наличии ионов марганца разной валентности и косвенного обмена через свободные носители заряда. Два последних механизма качественно подобны и осуществляют ферромагнитную связь между магнитными ионами. Величина и знак  $\text{Mn-O-Mn}$ -сверхобмена зависят как от параметров решетки, так и от степени перекрытия  $3d-2p$ -волновых функций. Замещение части

ионов  $La^{3+}$  ионами  $Sr^{2+}$  приводит к появлению ионов  $Mn^{4+}$ . Известно, что в перовскитоподобных соединениях сверхобменные взаимодействия  $Mn^{3+}-O^{2-}-Mn^{3+}$  и  $Mn^{4+}-O^{2-}-Mn^{4+}$  являются антиферромагнитными, а взаимодействия  $Mn^{3+}-O^{2-}-Mn^{4+}$  — ферромагнитными [14]. Наши образцы в области  $T < T_c^{(1)}$  имеют металлический характер проводимости, поэтому в установлении ферромагнитного порядка при низких температурах наряду со сверхобменом важную роль играет двойной обмен. Реализация косвенного обмена для этих составов маловероятна из-за малой концентрации свободных носителей заряда. При повышении температуры, когда  $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$  ( $x = 0.3, 0.35, 0.4$ ) переходит в полупроводниковое состояние, роль сверхобмена сильно возрастает.

Квази-2D манганиты  $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$  ( $x = 0.3-0.4$ ) при высоких температурах находятся в парамагнитном состоянии. При понижении  $T$  в области 300–400 К наблюдается гиперболическая зависимость  $\chi^{-1}(T)$  с вогнутостью к оси температур. В ферромагнетиках и антиферромагнетиках вблизи  $T_c$  и  $T_N$  функция  $\chi^{-1}(T)$  должна иметь выпуклый к оси  $T$  вид за счет сохранения ближнего порядка, как это наблюдается в 3D манганитах  $La_{1-x}A_xMnO_3$ . Гиперболическая зависимость  $\chi^{-1}(T)$  в переходной области из парамагнитного состояния и соотношение температур Кюри  $0 < \theta < T_c$  указывают на ферримагнитное упорядочение спинов и наличие нескольких магнитных подрешеток. В манганитах возможно разбиение на несколько магнитных подрешеток и реализация ферримагнетизма, так как магнитные моменты ионов  $Mn^{3+}$  и  $Mn^{4+}$  и их концентрации различаются [14]. Основной особенностью соединений со структурой перовскитов является слабое взаимодействие ионов, принадлежащих к разным подрешеткам. В определенной области температур может установиться неколлинеарное упорядочение спинов типа Яфета–Киттеля. В  $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$  параметр решетки  $c$  значительно больше параметра  $a$ , что способствует ослаблению сверхобменного взаимодействия между бислоями  $MnO_2$ . Так, в  $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$  выше  $T_c = 112$  К спиновые корреляции в плоскостях  $MnO_2$  имеют в 2 раза большую длину, чем в перпендикулярном направлении [15]. Отметим, что в некоторых манганитах экспериментально обнаружено треугольное магнитное упорядочение.

В неколлинеарных ферримагнетиках направление магнитных моментов в субподрешетках зависит не только от температуры, но и от внешнего магнитного поля. При увеличении  $H$  изменяются углы между направлениями спинов и абсолютные значения магнитных моментов подрешеток. Намагниченность не достигает насыщения даже в больших  $H$ . Вид температурных зависимостей намагниченности в разных полях может различаться. Такое поведение намагниченности в  $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$  ( $x = 0.3-0.4$ ) мы наблюдали в области  $80 < T < 360$  К. На изменение углов в приложенном магнитном по-

ле в квазислоистых манганитах указывают данные работы [15], согласно которым в  $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$  при  $T = 125$  К  $> T_c = 112$  К угол между направлением момента и осью  $b$  изменяется с полем и составляет  $86.6^\circ$  при  $H = 0$ ;  $74.1^\circ$  при  $H = 1$  Т и  $53^\circ$  при  $H = 2$  Т. При низких температурах треугольное упорядочение менее устойчиво, чем коллинеарное. Мы полагаем, что в  $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$  при низких температурах реализуется коллинеарный ферромагнетизм благодаря обменному взаимодействию через носители заряда и устойчивости коллинеарного упорядочения. Вблизи 100 К, когда соединения переходят в полупроводниковое состояние, антиферромагнитный сверхобмен становится сравнимым с ферромагнитным взаимодействием. Магнитная структура разбивается на подрешетки, и в промежуточной области температур реализуется неколлинеарный ферримагнетизм. Непосредственный переход неколлинеарного ферримагнетизма к парамагнетизму невозможен [13]. Должна существовать область, в которой неколлинеарное упорядочение спинов трансформируется в коллинеарное, и только после этого соединение переходит в парамагнитное состояние.

Отличительными чертами квази-2D манганитов (по сравнению с  $AMnO_3$ ) являются плавное уменьшение намагниченности в широкой области температур, отсутствие насыщения намагниченности даже в сильных полях, гиперболический вид температурных зависимостей обратной восприимчивости. Такие признаки характерны для неоднородного состояния и неколлинеарного ферримагнитного упорядочения магнитных моментов типа Яфета–Киттеля [13,14]. Присутствие антиферромагнитных кластеров наряду с ферромагнитными корреляциями [8,16] также указывает на сложную магнитную структуру  $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$  в промежуточной области температур  $100 < T < 360$  К. Магнитные характеристики квазидвумерных манганитов представлены в табл. 2. Мы обозначили температуру перехода из коллинеарного ферромагнитного состояния в неоднородное магнитоупорядоченное как  $T_c^{(1)}$ , а температуру перехода из неоднородного состояния в парамагнитное — как  $T_c^{(2)}$ . Положительные, но более низкие по сравнению с  $T_c^{(2)}$  значения парамагнитной температуры Кюри  $\theta$  указывают на то, что ферромагнитные и антиферромагнитные взаимодействия одного порядка. При увеличении содержания Sr параметр решетки  $c$  уменьшается. Уменьшение расстояния между бислоями приводит к усилению антиферромагнитного взаимодействия между ними. Подтверждением увеличения антиферромагнитной составляющей в суммарном обменном взаимодействии может служить уменьшение значений  $T_c^{(1)}$ ,  $T_c^{(2)}$  и  $\theta$  в  $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$ .

Радиационное воздействие обычно приводит к разупорядочению ионов. В отличие от ионного и нейтронного облучений при облучении легкими электронами образуются точечные дефекты (вакансии и междоузлия). При малых дозах облучения смещаются из своих позиций

в основном ионы кислорода. Расчеты показывают, что пороговая энергия смещения кислорода в ВТСП-соединениях, имеющих также структуру перовскита и ряд подобных свойств, в 5–6 раз меньше пороговой энергии смещения тяжелых элементов, а количество смещенных атомов кислорода на два порядка больше [17]. Можно предположить, что аналогичная ситуация реализуется в манганитах. Мы полагаем, что химический состав наших образцов не изменился, поскольку облучение проводилось при низкой температуре, и параметры решетки облученных образцов остались неизменными.

В  $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$  существует пять идентичных коротких связей Mn–O(1) (одна апексная и четыре экваториальных) и одна длинная связь Mn–O(2) с кислородом в вершине октаэдра между бислоями  $\text{MnO}_6$  [18]. Наиболее вероятным следствием облучения является смещение ионов кислорода из этой позиции. Смещенный кислород может локализоваться в таких же узлах O(2), так как только эти позиции имеют вакантные места [19]. Отметим, что в квазислоистых манганитах параметр  $c$ , а следовательно, и расстояние между бислоями велики, поэтому не исключена вероятность локализации смещенного кислорода в междоузлиях между бислоями  $\text{MnO}_6$ . Косвенным подтверждением этого может служить значительно большее изменение длины апексной связи Mg–O по сравнению с экваториальной длиной в  $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$  при гидростатическом давлении [20]. Смещению ионов кислорода могут способствовать также довольно большие динамические структурные искажения [16]. Например, в  $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$  в области  $T = 360$  К атомные смещения из узлов регулярной решетки составляют  $u = 0.077$  Å, что значительно больше  $u = 0.061$  Å для обычного термического поведения. В наших образцах после облучения дозой  $\Phi = 1 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  значения  $T_c$  и  $\theta$ , а следовательно, и усредненные обменные параметры не изменились. Однако в результате смещения кислорода со своих позиций при облучении могут образоваться обогащенные кислородом области, в которых избыточный кислород является акцептором. Значительный выигрыш в энергии происходит за счет подстраивания спина носителя заряда к направлению локальных моментов ионов Mn, ближайших к ионизированному акцептору [21]. В этом случае образуются спиновые поляроны, восприимчивость которых больше восприимчивости свободных спинов. Свободная энергия спиновых поляронов минимальна по сравнению с однородным парамагнитным состоянием [22]. Выше  $T_c$  в поле магнитная система имеет два типа „локальных“ моментов: парамагнитные спиновые поляроны и свободные одиночные моменты ионов Mn. Из-за малого размера парамагнитных поляронов и наличия флуктуаций направлений из магнитных моментов система как целое в области высоких температур находится в парамагнитном состоянии, но с повышенным магнитным моментом.

Квазислоистые манганиты  $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$  ( $x = 0.3–0.4$ ) являются трехмерными магнетиками, испытывающими ряд магнитных фазовых переходов порядок–порядок, порядок–беспорядок. При низких температурах  $T < T_c^{(1)} \sim 100$  К в них реализуется коллинеарное ферромагнитное упорядочение. В промежуточной области температур  $100 < T < 350$  К дальний магнитный порядок сохраняется, однако магнитная система разбивается на подрешетки. Устанавливается ферримангнитное упорядочение, о чем свидетельствуют гиперболический вид температурной зависимости обратной восприимчивости и соотношение между положительной парамагнитной и ферромагнитной температурами Кюри. В  $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  температурная зависимость восприимчивости имеет сложный вид с максимумом вблизи 165 К, что может быть связано с разным ходом зависимостей  $M(T)$  для подрешеток. Не исключена вероятность треугольной конфигурации магнитных моментов. При высоких температурах  $T > 400$  К квазислоистые манганиты переходят в однородное парамагнитное состояние. Электронное облучение малой дозой не влияет на дальний магнитный порядок. Радиационное разупорядочение приводит к образованию парамагнитных поляронов с повышенным магнитным моментом вблизи точечных дефектов и проявляется в неоднородном парамагнитном состоянии при высоких температурах.

## Список литературы

- [1] E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo. *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
- [2] T. Kimura, Y. Tokura. *Ann. Rev. Mater. Sci.* **30**, 451 (2000).
- [3] Y. Moritomo, A. Asamitsu, H. Kuwahara, Y. Tokura. *Nature* **380**, 141 (1996).
- [4] T.G. Perring, G. Aeppli, T. Kimura, Y. Tokura, M.A. Adams. *Phys. Rev. B* **58**, R14693 (1998).
- [5] Y. Tokura, T. Kimura, T. Ishikawa. *J. Korean Phys. Soc.* **33**, 168 (1998).
- [6] R. Osborn, S. Rosenkranz, D.N. Argyrion, L. Vasiliu-Doloc, J.W. Lynn, S.K. Sinha, J.F. Mitchell, K.E. Gray, S.D. Bader. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3964 (1998).
- [7] R.H. Heffner, D.E. Mac Laughlin, G.J. Nieuwenhuys, T. Kimura, G.M. Luke, Y. Tokura, Y.J. Uemura. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1706 (1998).
- [8] T.G. Perring, G. Aeppli, Y. Moritomo, Y. Tokura. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3197 (1997).
- [9] B.I. Belevsev, V.B. Krasovitsky, V.V. Bobkov. *Eur. Phys. J. B* **15**, 461 (2000).
- [10] C.-H. Chen, V. Talyanski, C. Kwon, M. Rajeswari, R.P. Sharma, R. Ramesh, T. Venkatesan, J.J. Melngailis, Z. Zhang, W.K. Chu. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 20, 3089 (1996).
- [11] Т.И. Арбузова, И.Б. Смольяк, С.В. Наумов, А.А. Самохвалов. *Phys. Met. Metallogr.* **91**, *Supp. 1*, 5219 (2000).
- [12] Т.И. Арбузова, И.Б. Смольяк, С.В. Наумов, А.А. Самохвалов, А.В. Королев. *ЖЭТФ* **119**, 115 (2001).
- [13] Я. Смит, Х. Вейн. *Ферриты*. ИЛ. М. (1962).

- [14] Д. Гуденаф. Магнетизм и химическая связь. Металлургия, М. (1968).
- [15] S. Rosenkranz, R. Osborn, J.F. Mitchell, L. Vasiliu-Doloc, J.W. Lynn, S.K. Sinha, D.N. Argyrion. *J. Appl. Phys.* **83**, 7348 (1998).
- [16] R.P. Sharma, P. Fourmier, R.L. Greene, T. Venkatesan, J.F. Mitchell, D. Miller. *J. Appl. Phys.* **83**, 7351 (1998).
- [17] В.В. Кирсанов, Н.Н. Мусин, Е.И. Шамарина. *СФХТ* **7**, 427 (1994).
- [18] R.D. Sanchez, J. Rivas, C. Vazques-Vazques, A. Lopez-Quintella, M.T. Causa, M. Tovar, S. Oseroff. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 134 (1996).
- [19] J.F. Mitchell, D.N. Argyrion, J.D. Jorgensen, D.G. Hinks, C.D. Potter, S.D. Bader. *Phys. Rev. B* **55**, 63 (1997).
- [20] T. Kimura, A. Asamitsu, Y. Tomioka, Y. Tokura. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3720 (1997).
- [21] Э.Л. Нагаев. *УФН* **168**, 8, 833 (1996).
- [22] X. Vang, A.F. Freeman. *J. Magn. Matter.* **171**, 103 (1997).