

05,11

# Особенности магнитного фазового расслоения в анион-дефицитном манганите $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$

© С.В. Труханов

НПЦ НАН Белоруссии по материаловедению,  
Минск, Белоруссия

E-mail: truhanov@iftp.bas-net.by

(Поступила в Редакцию 22 ноября 2010 г.  
В окончательной редакции 28 января 2011 г.)

Измерены температурные и полевые зависимости удельного магнитного момента для анион-дефицитного манганита  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ . Установлено, что магнитное состояние исследованного образца представляет собой кластерное спиновое стекло и является результатом фрустрации обменных взаимодействий  $\text{Mn}^{3+}-\text{O}-\text{Mn}^{3+}$  из-за перераспределения вакансий кислорода. Увеличение внешнего магнитного поля приводит к увеличению степени поляризации локальных спинов марганца. С использованием магнитного критерия установлено, что фазовый переход в парамагнитное состояние для анион-дефицитного манганита  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$  является термодинамическим фазовым переходом второго рода. Обсуждаются причина и механизм формирования магнитного фазового расслоения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 10-02-90902 и 11-02-90900).

## 1. Введение

Манганиты  $\text{Ln}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{Ln}^{3+}$  — ион лантаноида,  $\text{A}^{2+}$  — щелочно-земельный ион) привлекают интерес исследователей в области физики магнитных явлений уже более 60 лет [1]. И этот интерес не ослабевает до сих пор [2,3]. Такое внимание обусловлено многообразием фазовых состояний, обнаруженных для этого класса соединений [4]. Природа магнитных и электрических процессов в манганитах до сих пор является предметом широкого обсуждения исследователей [5,6]. Но несмотря на все проблемы фундаментального характера, эти соединения уже сейчас могут найти широкое технологическое применение в магнитной записи информации в качестве активного элемента считывающего устройства [7].

Среди многих типов магнитоупорядоченных веществ особое место принадлежит так называемым спиновым стеклам. Ориентация магнитных моментов атомов спинового стекла в области температур ниже некоторой критической не имеет никакой пространственной периодичности. В настоящее время хорошо известно, что эффекты фрустраций играют важную роль в различных магнитных системах. В частности, антиферромагнетики с треугольной решеткой являются типичным примером таких фрустрированных спиновых систем.

Эдвардсом и Андерсоном [8] была рассмотрена решеточная модель обменно-связанных магнитных моментов с обменным интегралом как случайной функцией различных пар взаимодействующих моментов. Было показано, что в зависимости от начальных условий такая система может либо перейти в состояние, в котором между парами магнитных моментов с равной вероятностью происходят как ферромагнитные, так и антиферро-

магнитные случайные взаимодействия, либо перейти в состояние с „замороженными“ магнитными моментами.

Шеррингтон и Киркпатрик на основе простейшей модели Изинга спинового стекла получили фазовую диаграмму магнитного состояния в координатах температура–энергия [9]. Было показано, что внешнее магнитное поле, увеличивая свободную энергию системы, повышает степень поляризации магнитных моментов и вызывает переход из состояния спинового стекла в ферромагнитное состояние. Если в пределах системы, характеризуемой в целом нулевым суммарным магнитным моментом, выделяются протяженные области с ненулевым суммарным магнитным моментом, то образуется кластерное спиновое стекло. Для классического спинового стекла температура расхождения намагниченностей, измеренных в разных условиях, изменяется по степенному закону  $T_{\text{rev}} = a + bH^n$ , где  $H$  — напряженность магнитного поля, причем  $n = 2/3$ . Если  $n < 2/3$ , то формируется кластерное спиновое стекло [10].

Свойства спинового стекла поняты далеко не полностью. Понимание природы магнитного состояния спинового стекла важно для развития фундаментальной физики. Это может привести к новым применениям спиновых стекол. Ранее уже была установлена аналогия между набором почти вырожденных метастабильных низколежащих состояний охлажденных спиновых стекол и функцией человеческой памяти [11].

Из манганитов наиболее ярко свойства спинового стекла выражены в составах на основе редкоземельных ионов с малым радиусом ( $r_A$ ). Впервые свойства спиновых стекол в манганитах были обнаружены Ибаррой [12] в системе  $(\text{La}_{1-x}\text{Tb}_x)_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$  для  $0.25 < x < 0.85$  ( $1.203 \leq \langle r_A \rangle \leq 1.309 \text{ \AA}$ ). Позже они наблюдались в составе  $\text{Eu}_{0.58}\text{Sr}_{0.42}\text{MnO}_3$  ( $\langle r_A \rangle = 1.199 \text{ \AA}$ ) [13].

Интересным представляется исследование особенностей магнитного состояния оптимально допированного анион-дефицитного манганита  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$  ( $\langle r_A \rangle = 1.244 \text{ \AA}$ ) [14]. Следует отметить, что вакансии кислорода слабо уменьшают средний ионный радиус  $\langle r_A \rangle$ . Особенностью данного состава является то, что он содержит только ионы трехвалентного марганца  $\text{La}_{0.70}^{3+}\text{Sr}_{0.30}^{2+}\text{Mn}^{3+}\text{O}_{2.85}^{2-}$  [15,16]. Отсутствие дальнего магнитного порядка при всех температурах в этом составе доказано методом дифракции нейтронов, в том числе и под давлением [17]. Анализ магнитных свойств в рамках модели Изинга [9] может помочь в понимании причин магнитного фазового расслоения и механизма формирования магнитного состояния этого состава.

## 2. Методика эксперимента

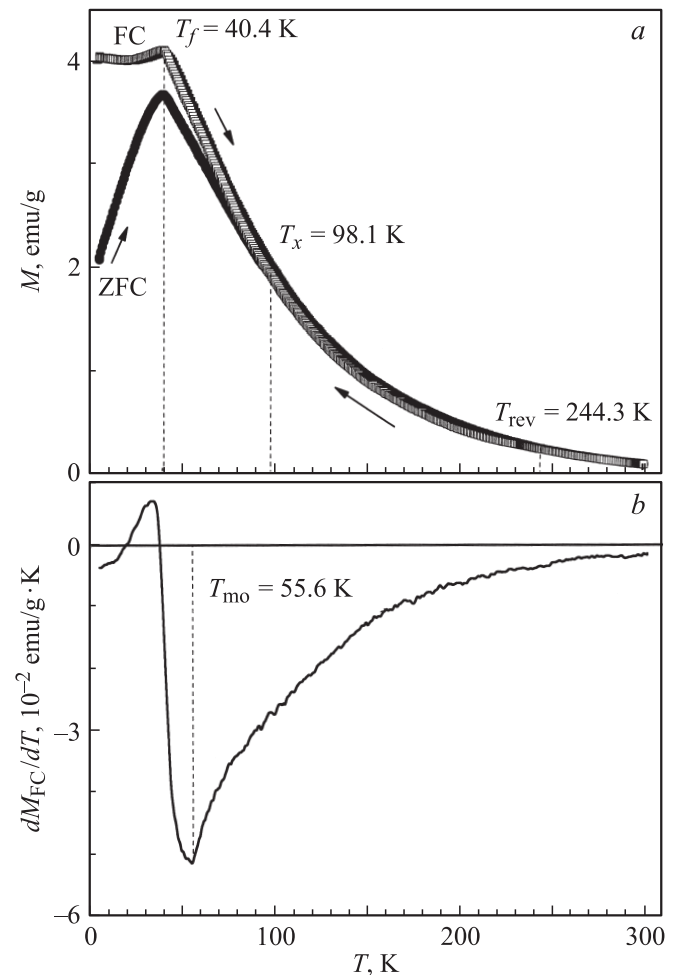
Методика получения анион-дефицитного образца  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$  дана в [18]. Исследования удельного магнитного момента были выполнены с помощью универсальной криогенной высокополевого измерительной системы (Liquid Helium Free High Field Measurement System by Cryogenic Ltd, London, UK) в интервалах температур 4–310 К и полей 0–140 кОе в режиме отогрева после охлаждения без поля (ZFC) и в поле (FC). Измерения магнитного момента в режиме полевого охлаждения (FC) были выполнены при прямом и обратном направлении изменения температуры. Температура заморозки магнитных моментов ферромагнитных кластеров  $T_f$  определялась как температура, соответствующая максимуму ZFC-кривой. Температуры начала расхождения ZFC- и FC-кривых при возрастании ( $T_{\text{rev}}$ ) и уменьшении ( $T_x$ ) температуры определялись в точках, для которых различие превышало 3%. Температура магнитного упорядочения  $T_{\text{mo}}$  определялась по температурной зависимости FC-кривой как точка перегиба, эквивалентная точке минимума производной FC-кривой по температуре ( $\min\{dM_{\text{FC}}/dT\}$ ). Анализ экспериментальных данных и численные расчеты были выполнены с помощью компьютерной программы Origin 7.5. Экстраполяционные кривые получены по методу наименьших квадратов.

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Ранее было установлено, что появление вакансий кислорода в стехиометрическом манганите  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_3$  приводит к кристаллоструктурному фазовому расслоению [19]. Так, кристаллическая структура стехиометрического  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_3$  удовлетворительно описывается ромбоэдрической пространственной группой  $R\bar{3}c$ , в то время как анион-дефицитный образец  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$  состоит из двух перовскитных фаз, кристаллическая структура которых описывается ромбоэдрической  $R\bar{3}c$  и тетрагональной  $14/m\bar{c}m$  простран-

ственными группами. Вакансии кислорода обнаруживаются только в тетрагональной фазе в позиции O2 с координатами (0.22(1), 0.72(1), 0). Причиной такого кристаллоструктурного фазового расслоения является кластеризация вакансий кислорода [20].

При выполнении измерений температурных зависимостей магнитного момента в различных магнитных полях было установлено, что весь интервал полей может быть разбит на два участка: слабых полей ( $0 \leq H \leq 10^4 \text{ Oe}$ ) и сильных полей ( $10^4 \leq H \leq 14 \cdot 10^4 \text{ Oe}$ ). В слабом поле 50 Ое пик ZFC-кривой наблюдается при  $T_f \sim 40 \text{ K}$  (рис. 1, а). Ниже этой температуры наблюдается значительное различие в поведении ZFC- и FC-кривых. При измерении FC-кривой в режиме уменьшения температуры точка ее расхождения с ZFC-кривой фиксируется в области  $T_x \sim 98 \text{ K}$ . В режиме увеличения температуры точка расхождения фиксируется при  $T_{\text{rev}} \sim 244 \text{ K}$ . Ниже точки расхождения FC-кривая, измеренная в режиме увеличения температуры, всегда выше FC-кривой, измеренной в режиме уменьшения температуры, вплоть до  $T_f$ .



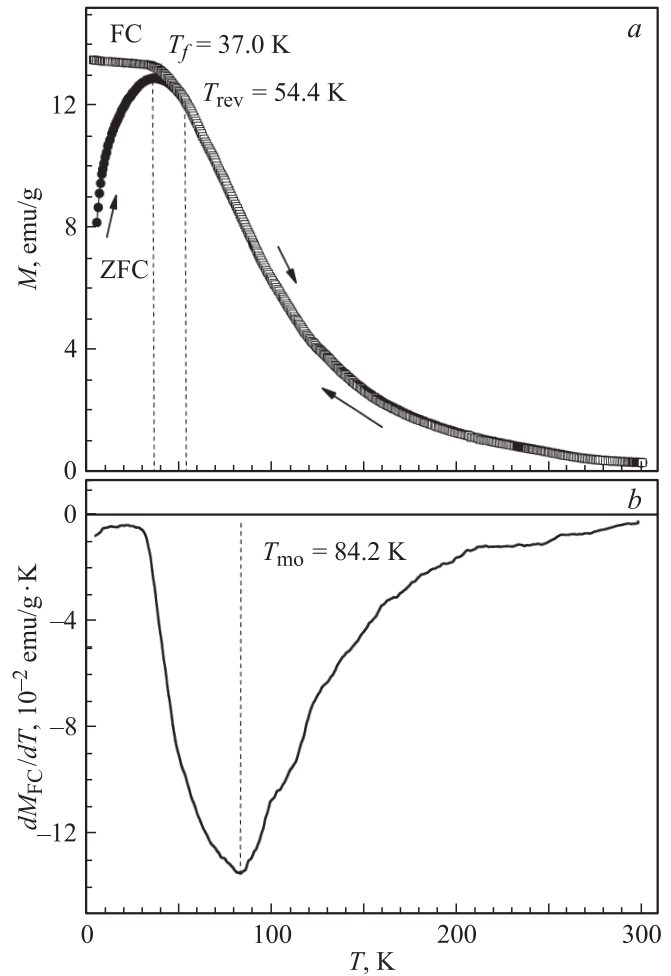
**Рис. 1.** Температурные зависимости удельного магнитного момента в режимах ZFC и FC (а), а также производной удельного магнитного момента в режиме FC при увеличении температуры (б) в поле 50 Ое.

Выше 40 К наблюдается очень размытый ( $\Delta T \sim 260$  К) переход в парамагнитное состояние, напоминающий переход второго рода. Температура магнитного упорядочения составляет  $T_{\text{мо}} \sim 55$  К (рис. 1, *b*).

Для объяснения магнитных свойств замещенных марганитов Зинер разработал специальную теорию косвенных обменных взаимодействий через носители зарядов — двойной обмен [20]. Этому виду взаимодействия сопутствует ферромагнетизм и металлический тип проводимости. Гуденаф сформулировал основные принципы теории сверхобмена — специфического типа косвенного обменного взаимодействия. Он предположил, что ферромагнетизм обусловлен не только сильным двойным обменом, но и спецификой обменных взаимодействий в системе ян-теллеровских ионов  $\text{Mn}^{3+}$ . Орбитальная конфигурация  $3d$ -электронов в случае снятия статических ян-теллеровских искажений определяется положением ядер ионов марганца, т.е. должна наблюдаться корреляция между электронной конфигурацией и колебательными модами ядра для того, чтобы взаимодействия  $\text{Mn}^{3+}-\text{O}-\text{Mn}^{3+}$  стали ферромагнитными. Эта так называемая квазистатическая гипотеза Гуденафа, основанная на виртуальном обмене электронами между ионами марганца, предсказывает анизотропный характер их обменных взаимодействий [22]. Для интерпретации магнитных свойств анион-дефицитного марганита  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$  в настоящей работе мы используем ионную модель и пренебрегаем вкладом электронов проводимости, так как степень их локализации значительна. Представление о степени локализации электронов проводимости можно получить из данных по электросопротивлению. Так, при комнатной температуре значение удельного электросопротивления анион-дефицитного марганита  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$  более чем на четыре порядка превосходит удельное электросопротивление стехиометрического марганита  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_3$  [23].

Появление вакансий кислорода изменяет знак обменного интеграла для косвенных сверхобменных взаимодействий  $\text{Mn}^{3+}-\text{O}-\text{Mn}^{3+}$  [24]. Известно, что в орбитально-разупорядоченном состоянии сверхобменное взаимодействие  $\text{Mn}^{3+}(6)-\text{O}-\text{Mn}^{3+}(6)$  для октаэдрической координации катионов марганца является положительным, тогда как для пентаэдрической координации  $\text{Mn}^{3+}(5)-\text{O}-\text{Mn}^{3+}(5)$  — отрицательным [25,26]. Конкуренция антиферромагнитных и ферромагнитных взаимодействий между ионами марганца приводит к фрустрации обменных связей и образованию нового магнитного состояния — спинового стекла. Реализация такого механизма образования неоднородного магнитного состояния в случае  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$  была подтверждена нами ранее на основе анализа обратной динамической восприимчивости [16]. В системе были обнаружены обменные взаимодействия противоположных знаков.

В модельном представлении Бина–Ливенстона [27] существует связь среднего объема ферромагнитных включений в диа- или парамагнитной матрице  $\langle V \rangle$



**Рис. 2.** Температурные зависимости удельного магнитного момента в режимах ZFC и FC (*a*), а также производной удельного магнитного момента в режиме FC при увеличении температуры (*b*) в поле 2000 Ое.

с константой магнитной кристаллографической анизотропии  $\langle K \rangle$ , представляющей собой не что иное, как объемную плотность энергии магнитной кристаллографической анизотропии, и критической температурой замерзания  $T_f$ :  $\langle K \rangle \langle V \rangle = k_B T_f$ . Оценка среднего размера ферромагнитных кластеров дает величину  $\sim 10$  нм для  $T_f \sim 40$  К. Температура расхождения ZFC- и FC-кривых, полученных в одинаковом режиме изменения температуры  $T_{\text{rev}}$ , определяет максимальный размер ферромагнитного кластера, который в данном случае почти в 6 раз превышает средний размер. Наличие критической температуры расхождения  $T_x$  указывает на доминирование разупорядочивающего эффекта температуры над упорядочивающим эффектом магнитного поля. В режиме охлаждения в системе присутствуют ферромагнитные кластеры с меньшими максимальными размерами, нежели в режиме нагрева. Температурный гистерезис FC-кривых свидетельствует о высокой магнитной анизотропии обменных взаимодействий внутри ферромагнитных кластеров. Факт температурного гистерезиса FC-кривых

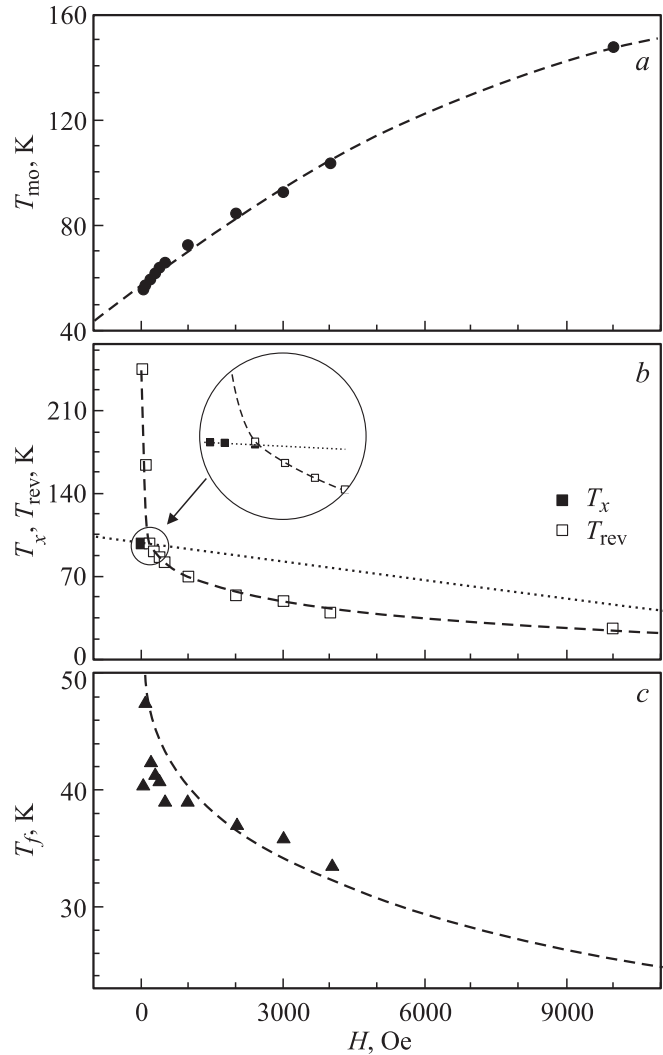
может указывать на фазовый переход первого рода. Однако плавный вид FC-кривых напоминает переход второго рода. Это противоречие может быть устранено с помощью критерия Банерджи [28]. Наличие критической температуры расхождения  $T_x$  фиксируется только до полей  $H \leq 200$  Ое.

В поле 2000 Ое температура замерзания фиксируется при  $T_f \sim 37$  К (рис. 2, а). Температура расхождения ZFC- и FC-кривых составляет  $T_{\text{rev}} \sim 54$  К. Температура магнитного упорядочения равна  $T_{\text{mo}} \sim 84$  К (рис. 2, б). В поле 4000 Ое пик ZFC-кривой значительно округляется и фиксируется при  $T_f \sim 33$  К. Температура расхождения ZFC- и FC-кривых составляет  $T_{\text{rev}} \sim 39$  К. Температурный гистерезис FC-кривых и температура расхождения  $T_x$  отсутствуют. Уменьшение температур замерзания  $T_f$  и расхождения  $T_{\text{rev}}$  подтверждает предположение о дроблении ферромагнитных кластеров с увеличением внешнего магнитного поля. Температура магнитного упорядочения в этом случае составляет  $T_{\text{mo}} \sim 103$  К.

При измерении в сильных полях  $H > 10^4$  Ое наблюдается отсутствие пика ZFC-кривой. Небольшое различие между ZFC- и FC-кривыми в поле 100 кОе заметно ниже температуры расхождения  $T_{\text{rev}} \sim 25$  К. Переход в парамагнитное состояние еще более размывается по сравнению с условиями слабых полей. Температура магнитного упорядочения значительно возрастает и составляет  $T_{\text{mo}} \sim 146$  К.

Обобщенные экспериментальные данные критических температур переходов в зависимости от внешнего магнитного поля и их теоретический анализ представлены на рис. 3. Увеличение магнитного поля приводит к монотонному увеличению температуры магнитного упорядочения  $T_{\text{mo}}$  (рис. 3, а). Эта зависимость может быть наиболее удовлетворительно описана в аналитическом виде полиномом второй степени  $T_{\text{mo}} = A + BH + CH^2$  с коэффициентами  $A = 57$  К,  $B = 10^{-2}$  К · Ое<sup>-1</sup> и  $C = -5 \cdot 10^{-7}$  К · Ое<sup>-2</sup>. Температуры расхождения ZFC- и FC-кривых  $T_x$  и  $T_{\text{rev}}$  образуют монотонно убывающие последовательности (рис. 3, б). Последовательность  $T_x$  может быть описана линейной функцией вида  $T_x = y + kH$ , где  $y = 99$  К и  $k = -7 \cdot 10^{-3}$  К · Ое<sup>-1</sup>. В поведении  $T_{\text{rev}}$  можно выделить два участка:  $H < 10^3$  Ое и  $H \geq 10^3$  Ое. На первом участке наблюдается очень резкое убывание  $T_{\text{rev}}$ . На втором — более плавное. В целом, последовательность  $T_{\text{rev}}$  может быть описана степенной функцией вида  $T_{\text{rev}} = a + bH^n$ , где  $a = 250$  К,  $b = -90$  К · Ое<sup>-n</sup> и  $n = 0.11$ . Набор температур замерзания  $T_f$  представляет собой последовательность, которая убывает на рассматриваемом интервале и в целом может быть удовлетворительно описана степенной функцией с параметрами  $a = 65$  К,  $b = -6$  К · Ое<sup>-n</sup> и  $n = 0.21$  (рис. 3, с).

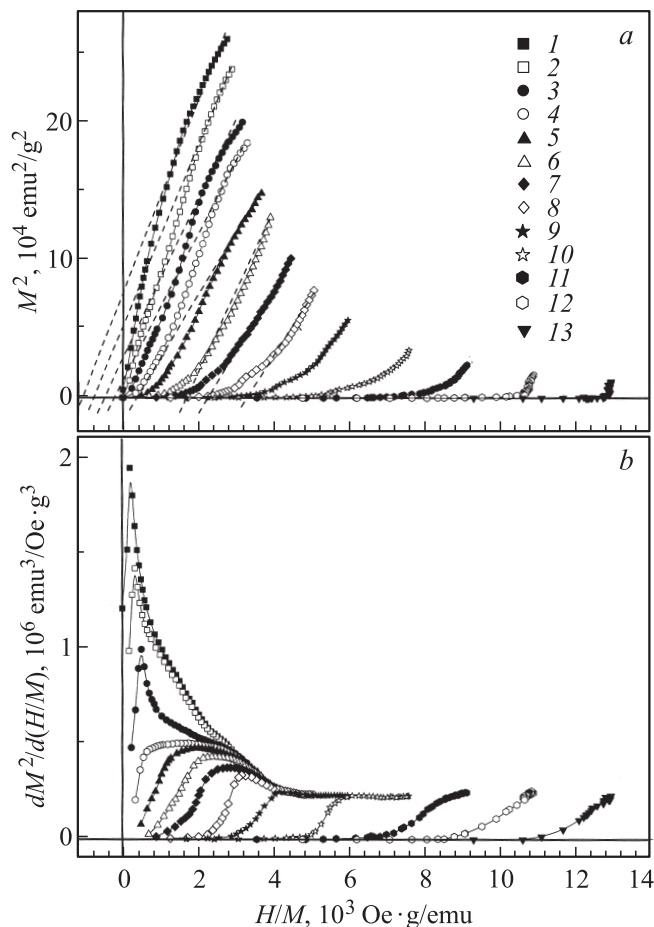
Природа магнитного фазового перехода в парамагнитное состояние была исследована с использованием магнитного критерия, предложенного Банерджи [28]. Для уточнения характера поведения исследуемой магнитной



**Рис. 3.** Экспериментальные значения (символы) и аналитическая аппроксимация по формулам, приведенным в тексте (линии), критических температур переходов в зависимости от внешнего магнитного поля: температуры магнитного упорядочения  $T_{\text{mo}}$  (а), температур расхождения ZFC- и FC-кривых  $T_x$  и  $T_{\text{rev}}$  (б), а также температуры замерзания  $T_f$  (с).

системы при переходе были использованы полевые изотермы удельного магнитного момента и построены графики Аррота [29] (рис. 4). В модельном приближении теории молекулярного поля для основного состояния системы квадрат намагниченности  $M^2$  прямо пропорционален отношению  $H/M$  [30]. Это соотношение строго выполняется в больших магнитных полях, близких к полям насыщения. Для малых полей наблюдается отклонение от линейного поведения. Отрицательное значение точки пересечения линейной экстраполяции изотерм Аррота с осью абсцисс указывает на ферромагнитные корреляции в системе, в то время как положительное значение определяет парамагнитное состояние (рис. 4, а).

Согласно критерию Банерджи, в ферромагнитном состоянии положительное на всем рассматриваемом ин-



**Рис. 4.** Графики Аррота — зависимости квадрата удельного магнитного момента  $M^2$  от величины  $H/M$  при различных температурах (a) — и их производные (b).  $T = 5$  (1), 60 (2), 80 (3), 100 (4), 120 (5), 140 (6), 160 (7), 180 (8), 200 (9), 220 (10), 240 (11), 260 (12) и 280 К (13).

тервале значение тангенса угла наклона касательной к изотермам Аррота означает магнитный фазовый переход второго рода, в то время как изменение знака тангенса угла наклона касательной с положительного на отрицательный означает фазовый переход первого рода. Положительное значение тангенса угла наклона касательной соответствует возрастанию изотермы Аррота или, что то же самое, положительному значению производной  $d(M^2)/d(H/M)$  (рис. 4, b). Таким образом, можно сделать вывод, что магнитный фазовый переход в парамагнитное состояние для анион-дефицитного манганита  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$  является термодинамическим фазовым переходом второго рода.

Спиновое стекло — новое магнитное состояние вещества с особыми свойствами. Наличие фрустрированных связей, когда взаимная ориентация соответствующих магнитных моментов не совпадает со знаком их обменных взаимодействий, — важнейшая особенность спиновых стекол. Условия для формирования состояния спинового стекла возникают, если в системе имеет

место случайное распределение величин и знаков обменных взаимодействий. Действие внешнего магнитного поля вызывает переход в ферромагнитное состояние из состояния спинового стекла и изменяет температуру расхождения ZFC- и FC-кривых удельного магнитного момента по степенному закону  $T_{\text{rev}} = a + bH^n$ . Для классического спинового стекла наблюдается значение показателя степени  $n = 2/3$ . Так как для анион-дефицитного манганита  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$  получено значение  $n = 0.11 < 2/3$ , можно говорить о формировании кластерного спинового стекла [12]. Подобный критерий часто используется для установления природы и механизма формирования неоднородного магнитного состояния для разных систем [31].

Таким образом, из анализа полученных экспериментальных данных следует, что неоднородное магнитное состояние анион-дефицитного манганита  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$  представляет собой состояние кластерного спинового стекла и является результатом кластеризации вакансий кислорода [32]. Увеличение внешнего магнитного поля вначале ( $H < 10^4$  Oe) приводит к дроблению ферромагнитных кластеров, а затем ( $H \geq 10^4$  Oe) к переходу в ферромагнитное состояние антиферромагнитной матрицы и увеличению степени поляризации локальных спинов марганца. С увеличением магнитного поля до 140 kOe температура магнитного упорядочения достигает  $\sim 160$  К. Температура замерзания магнитных моментов изменяется по закону  $T_f = 65 - 6H^{0.21}$ , в то время как температура расхождения ZFC- и FC-кривых изменяется по закону  $T_{\text{rev}} = 250 - 90H^{0.11}$ . Магнитный фазовый переход в парамагнитное состояние для анион-дефицитного манганита  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$  является термодинамическим фазовым переходом второго рода.

## Список литературы

- [1] G.H. Jonker, J.H. Van Santen. *Physica (Utrecht)* **16**, 337 (1950).
- [2] А.И. Товстолыткин, Т.И. Полек, О.И. Вьюнов, С.А. Солопан, А.Г. Белоус, А.Ф. Лозенко, П.А. Троценко. *ФНТ* **37**, 134 (2011).
- [3] С.М. Дунаевский. *ФТТ* **53**, 86 (2011).
- [4] Y. Tokura. *Rep. Prog. Phys.* **69**, 797 (2006).
- [5] С.В. Труханов, А.В. Труханов, А.Н. Васильев, Н. Szymczak. *ЖЭТФ* **138**, 236 (2010).
- [6] С.М. Дунаевский, В.В. Дериглазов. *ФТТ* **52**, 850 (2010).
- [7] Э.Л. Нагаев. *УФН* **166**, 833 (1996).
- [8] S.F. Edwards, P.W. Anderson. *J. Phys. F: Metal Phys.* **5**, 965 (1975).
- [9] B. Sherrington, S. Kirkpatrick. *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1792 (1975).
- [10] J.R.L. de Almeida, D.J. Thouless. *J. Phys. A: Math. Gen.* **11**, 983 (1978).
- [11] M.H. Kruder, A.B. Bortz. *Phys. Today* **37**, 20 (1984).
- [12] J.M. De Teresa, M.R. Ibarra, J. Garcia, J. Blasco, C. Ritter, P.A. Algarabel, C. Marquina, A. del Moral. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3392 (1996).

- [13] A. Sundaresan, A. Maignan, B. Raveau. *Phys. Rev. B* **55**, 5596 (1997).
- [14] S.V. Trukhanov, L.S. Lobanovski, A.V. Trukhanov, S.G. Zemskova, A.I. Beskrovniy. *Phys. Status Solidi C* **6**, 1001 (2009).
- [15] С.В. Труханов, М.В. Бушинский, И.О. Троянчук, Г. Шимчак. *ЖЭТФ* **126**, 874 (2004).
- [16] С.В. Труханов, И.О. Троянчук, А.В. Труханов, И.М. Фита, А.Н. Васильев, А. Maignan, H. Szymczak. *Письма в ЖЭТФ* **83**, 36 (2006).
- [17] Д.П. Козленко, С.В. Труханов, Е.В. Лукин, И.О. Троянчук, Б.Н. Савенко, В.П. Глазков. *Письма в ЖЭТФ* **85**, 123 (2007).
- [18] С.В. Труханов. *ЖЭТФ* **127**, 107 (2005).
- [19] С.В. Труханов, И.О. Троянчук, А.В. Труханов, И.А. Бобриков, В.Г. Симкин, А.М. Балагуров. *Письма в ЖЭТФ* **84**, 310 (2006).
- [20] D.P. Kozlenko, S.V. Trukhanov, E.V. Lukin, I.O. Troyanchuk, B.N. Savenko. *Eur. Phys. J. B* **58**, 361 (2007).
- [21] C. Zener. *Phys. Rev.* **82**, 403 (1951).
- [22] J.B. Goodenough, A. Wold, R.J. Arnott, N. Menyuk. *Phys. Rev.* **124**, 373 (1961).
- [23] S.V. Trukhanov, L.S. Lobanovski, M.V. Bushinsky, V.A. Khomchenko, N.V. Puskarev, I.O. Troyanchuk, A. Maignan, D. Flahaut, H. Szymczak, R. Szymczak. *Eur. Phys. J. B* **42**, 51 (2004).
- [24] S.V. Trukhanov, I.O. Troyanchuk, M. Hervieu, H. Szymczak, K. Bärner. *Phys. Rev. B* **66**, 184424 (2002).
- [25] K.R. Poeppelmeier, M.E. Leonowicz, J.M. Longo. *J. Solid State Chem.* **44**, 89 (1982).
- [26] I.O. Troyanchuk, D.D. Khalyavin, S.V. Trukhanov, G.N. Chobot, H. Szymczak. *Письма в ЖЭТФ* **70**, 583 (1999).
- [27] C.P. Bean, J.D. Livingstone. *J. Appl. Phys.* **30**, S120 (1959).
- [28] S.K. Banerjee. *Phys. Lett.* **12**, 16 (1964).
- [29] A. Arrott, J.E. Noakes. *Phys. Rev. Lett.* **19**, 786 (1967).
- [30] Ч. Киттель. *Введение в физику твердого тела*. М. (1962). С. 298.
- [31] H. Szymczak, R. Szymczak, M. Baran, J. Fink-Finowicki. *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, 1327 (2004).
- [32] С.В. Труханов, А.В. Труханов, А.Н. Васильев, А. Maignan, H. Szymczak. *Письма в ЖЭТФ* **85**, 615 (2007).