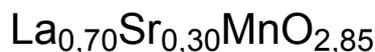


Влияние магнитного поля на магнитное фазовое расслоение в анион-дефицитном манганите



С.В. Труханов, А.В. Труханов

Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению
ул. П. Бровки, 19, г. Минск, 220072, Белоруссия
E-mail: truhanov@iftp.bas-net.by

H. Szymczak

Institute of Physics of PAS, al. Lotnikow 32/46, 02-668 Warsaw, Poland

Статья поступила в редакцию 24 июня 2010 г., после переработки 7 декабря 2010 г.

Выполнены измерения температурной зависимости удельного магнитного момента в анион-дефицитном манганите $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$ в зависимости от предыстории в интервале внешних магнитных полей 0–140 кЭ. Неоднородное магнитное состояние представляет собой кластерное спиновое стекло и является результатом перераспределения вакансий кислорода. Увеличение внешнего магнитного поля вначале ($H < 10$ кЭ) приводит к дроблению ферромагнитных кластеров, а затем ($H \geq 10$ кЭ) — к переходу в ферромагнитное состояние антиферромагнитной матрицы и увеличению степени поляризации локальных спинов марганца. Температура замерзания магнитных моментов изменяется по закону $T_f = 65 - 6H^{0,21}$, в то время как температура расхожимости ZFC- и FC-кривых изменяется по закону $T_{rev} = 250 - 90H^{0,11}$. Обсуждаются причина и механизм формирования магнитного фазового расслоения.

Виконано виміри температурної залежності питомого магнітного моменту в аніон-дефіцитному манганіті $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$ залежно від передісторії в інтервалі зовнішніх магнітних полів 0–140 кЕ. Неоднорідний магнітний стан являє собою кластерне спінове скло і є результатом перерозподілу вакансій кисню. Збільшення зовнішнього магнітного поля спочатку ($H < 10$ кЕ) приводить до дроблення феромагнітних кластерів, а потім ($H \geq 10$ кЕ) — до переходу у феромагнітний стан антиферомагнітної матриці й збільшенню ступені поляризації локальних спінів марганцю. Температура замерзання магнітних моментів змінюється за законом $T_f = 65 - 6H^{0,21}$, у той час як температура розбіжності ZFC- і FC-кривих змінюється за законом $T_{rev} = 250 - 90H^{0,11}$. Обговорюються причина й механізм формування магнітного фазового розшарування.

PACS: 75.30.Kz Магнитные фазовые границы;
75.30.Et Обменные и сверхобменные взаимодействия;
75.50.Dd Неметаллические ферромагнитные материалы.

Ключевые слова: манганиты, магнитное фазовое расслоение, кластерное спиновое стекло, сверхобменные взаимодействия.

Введение

Манганиты $\text{Ln}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (Ln^{3+} — ион лантаноида, A^{2+} — щелочноземельный ион) привлекают интерес исследователей в области физики магнитных явлений уже 60 лет [1]. И этот интерес не ослабевает до сих пор [2–4]. Такое внимание обусловлено многообразием фазовых состояний, обнаруженных для этого класса соединений [5].

Манганиты — хороший модельный объект для изучения свойств сильно коррелированных электронных систем и представляют интерес как с фундаментальной научной точки зрения, так и с практической [6]. Особенно интересна тесная взаимосвязь орбитальных, зарядовых, спиновых и решеточных степеней свободы. Природа магнитных и электрических процессов для манганитов до сих пор предмет широкого обсуждения

исследователей [7,8]. 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 [9].

Среди многих типов магнитоупорядоченных веществ особое место принадлежит неоднородным магнетикам — так называемым спиновым стеклам. Ориентация магнитных моментов атомов спинового стекла в области температур ниже некоторой критической не имеет никакой пространственной периодичности [10].

Основы современной теории спиновых стекол заложены в пионерской работе С. Эдвардса и П. Андерсона [11]. В рамках решеточной модели обменно-связанных магнитных моментов, в которой обменный интеграл являлся случайной функцией различных пар взаимодействующих магнитных моментов, было показано, что в зависимости от начальных условий такая система может разбиться поровну либо на ферромагнитные и антиферромагнитные случайные взаимодействия пар магнитных моментов, либо перейти в состояние с «замороженными» магнитными моментами. В качестве критерия оценки состояния выбрано конфигурационное среднее квадрата термодинамического среднего магнитного момента на узле $q = \langle \mathbf{s}_i^\alpha \cdot \mathbf{s}_j^\beta \rangle$, которое принято называть параметром порядка Эдвардса–Андерсона. Для спиновых стекол этот параметр отличен от нуля.

Д. Шеррингтон и С. Киркпатрик разработали простейшую изинговую модель спинового стекла и получили фазовую диаграмму магнитного состояния в координатах температура–энергия [12]. 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, в целом характеризующейся нулевым суммарным магнитным моментом, выделяются протяженные области с ненулевым суммарным магнитным моментом, то говорят об образовании кластерного спинового стекла. Причем размеры этих областей определяются интенсивностью обменных взаимодействий магнитных моментов. Действие внешнего магнитного поля устраняет эффекты предыстории спинового стекла и меняет температуру расхожимости намагниченностей, измеренных в разных условиях, по степенному закону $T_{\text{rev}} = a + bH^n$. Для классического спинового стекла $n = 2/3$. Если $n < 2/3$, говорят о формировании кластерного спинового стекла [13].

Свойства спинового стекла поняты далеко не полностью. Понимание природы магнитного состояния спинового стекла важно для развития фундаментальной физики. Это понимание может привести к новым применениям спиновых стекол. Установлена аналогия между набором почти вырожденных метастабильных

низколежащих состояний охлажденных спиновых стекол и функцией человеческой памяти [14]. Возможно, изучение спиновых стекол будет способствовать созданию более совершенных принципов компьютерной памяти [15].

Состояние спинового стекла часто наблюдается в неоднородных магнитных системах, таких как, например, сплавы Co–Cu и Co–Ag [16,17]. Для манганитов наиболее ярко свойства спинового стекла выражены в составах на основе редкоземельных ионов с малым радиусом $\langle r_A \rangle$. Впервые свойства спиновых стекол среди манганитов были обнаружены М. Ибаррой [18] в системе $(\text{La}_{1-x}\text{Tb}_x)_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ для $0,25 < x < 0,85$ ($1,203 \text{ \AA} \leq \langle r_A \rangle \leq 1,309 \text{ \AA}$). Позже они были обнаружены в составах $\text{Eu}_{0,58}\text{Sr}_{0,42}\text{MnO}_3$ ($\langle r_A \rangle = 1,199 \text{ \AA}$) [19], $\text{Dy}_{0,70}\text{Ca}_{0,30}\text{MnO}_3$ ($\langle r_A \rangle = 1,160 \text{ \AA}$) [20] и $\text{Y}_{0,50}\text{Ca}_{0,50}\text{MnO}_3$ ($\langle r_A \rangle \approx 1,208 \text{ \AA}$) [21].

Ряд твердых растворов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ представляет собой яркий пример системы с доминированием двойного обмена. Составы этой системы обладают самой большой одноэлектронной шириной зоны $W = \cos(1/2[\pi - \langle \text{Mn-O-Mn} \rangle]) / \langle \text{Mn-O} \rangle^{3,5}$ и, следовательно, в наименьшей мере подвержены эффектам электрон-решеточных и кулоновских корреляций [22]. Поэтому они интересны с точки зрения экспериментального исследования косвенного 180-градусного обмена между ионами марганца [23]. Поскольку ионы La^{3+} , Sr^{2+} и O^{2-} являются диамагнитными, это значительно упрощает интерпретацию результатов исследований обменных взаимодействий между ионами марганца $\text{Mn}^{3+}\text{-O-Mn}^{4+}$. Интересным представляется исследование особенностей неоднородного магнитного состояния оптимально-допированного анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$ ($\langle r_A \rangle = 1,244 \text{ \AA}$). Ранее было установлено, что этот состав демонстрирует свойства спинового стекла [24]. Следует отметить, что вакансии кислорода слабо уменьшают средний ионный радиус $\langle r_A \rangle$. Спин-стекольное состояние возникает в результате разрыва косвенных обменных связей Mn–O–Mn. Интересной особенностью данного образца является тот факт, что он содержит только ионы трехвалентного марганца $\text{La}_{0,70}^{3+}\text{Sr}_{0,30}^{2+}\text{Mn}^{3+}\text{O}_{2,85}^{2-}$ [25]. Отсутствие дальнего магнитного порядка при всех температурах в этом составе доказано методом дифракции нейтронов, в том числе и под давлением [26]. Анализ магнитных свойств в рамках изинговской модели Шеррингтона–Киркпатрика может помочь в понимании причин магнитного фазового расслоения и механизма формирования магнитного состояния этого состава.

Методика эксперимента

Методика получения анион-дефицитного образца $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$ дана в [24]. Исследования удельного магнитного момента проведены с помощью универ-

сальной криогенной высокополевым измерительной системы (Liquid Helium Free High Field Measurement System by Cryogenic Ltd, London, UK) в интервале температур 4–310 К и полей 0–140 кЭ. Измерения выполнены в зависимости от температуры в разных полях в режиме отогрева после охлаждения без поля (ZFC) и в поле (FC). Измерения магнитного момента в режиме полевого охлаждения (FC) проведены в прямом и обратном направлениях изменения температуры. Температура замерзания магнитных моментов ферромагнитных кластеров (T_f) соответствует максимуму ZFC-кривой. Температуры начала расходимости ZFC- и FC-кривых при возрастании (T_{rev}) и уменьшении (T_x) температуры определяли в точках, для которых различия превышали 3%. Температура магнитного упорядочения (T_{mo}) — точка перегиба на температурной зависимости FC-кривой, эквивалентная точке минимума производной FC-кривой по температуре ($\min\{dM_{FC}/dT\}$) [27]. Спонтанный атомный магнитный момент (σ_s) найден по полевой зависимости линейной экстраполяцией к нулевому полю. Анализ экспериментальных данных и численные расчеты выполнены с помощью компьютерной программы Origin 7.5. Экстраполяционные кривые получены по методу наименьших квадратов.

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 [28,29]. 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 $I4/mc$ пространственными группами. Вакансии кислорода обнаруживаются преимущественно в тетрагональной фазе в позиции O2 с координатами (0,22(1), 0,72(1), 0). Причиной такого кристаллоструктурного фазового расслоения является кластеризация вакансий кислорода [28].

При выполнении измерений температурных зависимостей магнитного момента в различных магнитных полях установлено, что весь интервал полей может быть разбит на два участка: 1) слабых $0 \leq H \leq 10^4$ Э и 2) сильных $10^4 \text{ Э} \leq H \leq 14 \cdot 10^4$ Э полей. В слабом поле 50 Э пик ZFC-кривой соответствует $T_f \sim 40,4$ К (рис. 1). Ниже этой температуры наблюдается значительное различие в поведении ZFC- и FC-кривых. При измерении FC-кривой в режиме уменьшения температуры точка ее расходимости с ZFC-кривой расположена в области $T_x \sim 98,1$ К. В режиме увеличения температуры точка расходимости фиксируется при $T_{rev} \sim 244,3$ К. Ниже

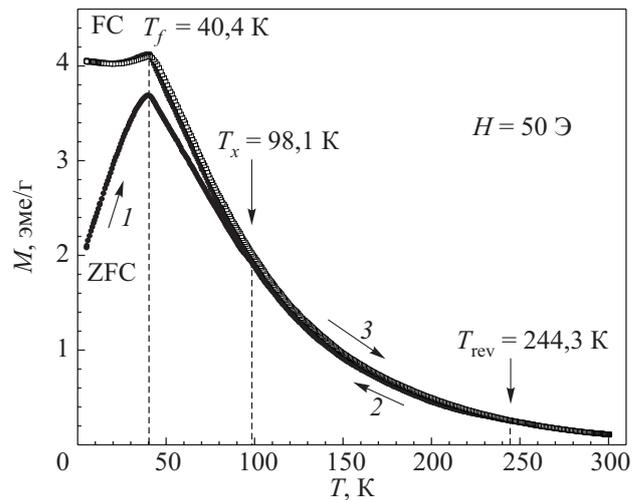


Рис. 1. Температурная зависимость ZFC (темные кружки (1)) и FC (темные квадратики (2) в режиме уменьшения температуры и светлые (3) в режиме увеличения) удельного магнитного момента в поле 50 Э для анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$.

точки расходимости FC-кривая, измеренная в режиме увеличения температуры, всегда выше вплоть до T_f FC-кривой, полученной в режиме уменьшения температуры. Выше 40 К наблюдается очень размытый ($\Delta T \sim 260$ К) переход в парамагнитное состояние, напоминающий переход II рода. Температура магнитного упорядочения составляет $T_{mo} \sim 55,6$ К (рис. 1).

Результатами некоторых экспериментальных исследований доказано, что в орбитально-разупорядоченном состоянии сверхобменное взаимодействие $\text{Mn}^{3+}(6)\text{—O—Mn}^{3+}(6)$ для октаэдрической координации катионов марганца положительно, тогда как для пентаэдрической координации $\text{Mn}^{3+}(5)\text{—O—Mn}^{3+}(5)$ является антиферромагнитным [30–36]. Конкуренция антиферромагнитных и ферромагнитных взаимодействий между ионами марганца приводит к фрустрации обменных связей и образованию неоднородного магнитного состояния — спинового стекла. Реализация такого механизма образования неоднородного магнитного состояния в случае $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$ подтверждена нами ранее из анализа обратной динамической восприимчивости [25]. В системе были обнаружены обменные взаимодействия противоположных знаков.

В модельном представлении Бина–Ливингстона [37] существует связь среднего объема ферромагнитных включений в диа- или парамагнитной матрице $\langle V \rangle$ с константой магнитной кристаллографической анизотропии $\langle K \rangle$, представляющей собой не что иное, как объемную плотность энергии магнитной кристаллографической анизотропии, и критической температурой замерзания $T_f: \langle K \rangle \langle V \rangle = k_B T_f$. В работе [38] для монокристалла манганита $\text{La}_{0,744}\text{Ba}_{0,186}\text{MnO}_3$ получены значения $K_1 = 45,3 \cdot 10^4$ эрг/см³ и $K_2 = 73,6 \cdot 10^4$ эрг/см³

при температуре 4,2 К. Оценка среднего размера ферромагнитных кластеров для анион-дефицитного образца $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$ на основе этих данных дает величину ~ 10 нм для $T_f \sim 40,4$ К. Температура расхожимости ZFC- и FC-кривых, измеренных в одинаковом режиме изменения температуры T_{rev} , определяет максимальный размер ферромагнитного кластера, который в данном случае почти в 6 раз превышает средний размер. Наличие критической температуры расхожимости 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, чем 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 I рода. Однако плавный вид FC-кривых напоминает переход II рода. Противоречие между возможными выводами из этих двух фактов может быть устранено с помощью критерия Банерджи [39], установление которого запланировано нами в ближайшем будущем. Наличие критической температуры расхожимости T_x фиксируется только до полей $H \leq 200$ Э.

В поле 500 Э пик ZFC-кривой значительно округляется и фиксируется при $T_f \sim 38,9$ К. Температура расхожимости ZFC- и FC-кривых составляет $T_{\text{rev}} \sim 82,5$ К. Температурный гистерезис FC-кривых и температура расхожимости T_x отсутствуют. Уменьшение температур замерзания T_f и расхожимости T_{rev} свидетельствует о дроблении ферромагнитных кластеров с увеличением внешнего магнитного поля. Хотя в целом объем ферромагнитных взаимодействий возрастает, что можно установить по шкале удельного магнитного момента (рис. 2). Отсутствие температурного гистерезиса FC-кривых и температуры расхожимости T_x указывает на изменение характера совместного влияния температуры и поля. Теперь уже доминирует упорядочивающий эффект магнитного поля над разупорядочивающим эффектом температуры. Переход в парамагнитное состояние остается достаточно размытым ($\Delta T \sim 260$ К). Температура магнитного упорядочения составляет $T_{m0} \sim 65,6$ К (рис. 2).

При измерении в сильных магнитных полях $H > 10^4$ Э наблюдается отсутствие пика ZFC-кривой. Небольшое различие между ZFC- и FC-кривыми в поле 100 кЭ заметно ниже температуры расхожимости $T_{\text{rev}} \sim 25$ К (рис. 3). Переход в парамагнитное состояние еще более размывается ($\Delta T > 300$ К) по сравнению с условиями слабых полей. Температура магнитного упорядочения значительно возрастает и составляет $T_{m0} \sim 146,5$ К (рис. 3).

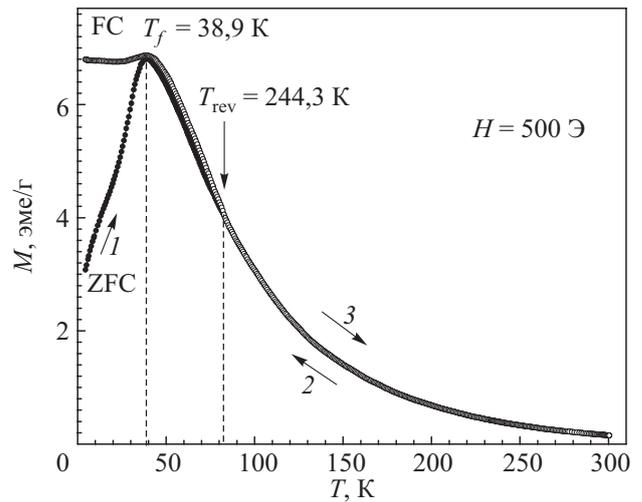


Рис. 2. Температурная зависимость ZFC (темные кружки (1)) и FC (темные квадратики (2) в режиме уменьшения температуры и светлые (3) в режиме увеличения) удельного магнитного момента в поле 500 Э для анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$.

Для стехиометрического манганита $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_3$ теоретически возможный максимальный атомный магнитный момент, приходящийся на один ион марганца, в случае полной поляризации локальных спинов составляет $3,7 \mu_B/\text{форм.ед.}$ Для анион-дефицитного образца $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$ в случае полной поляризации должен наблюдаться атомный магнитный момент равный $4 \mu_B/\text{форм.ед.}$

В то время как действие внешнего магнитного поля в интервале слабых полей приводит, в основном, к дроблению ферромагнитных кластеров, действие поля в интервале сильных полей приводит к переходу в

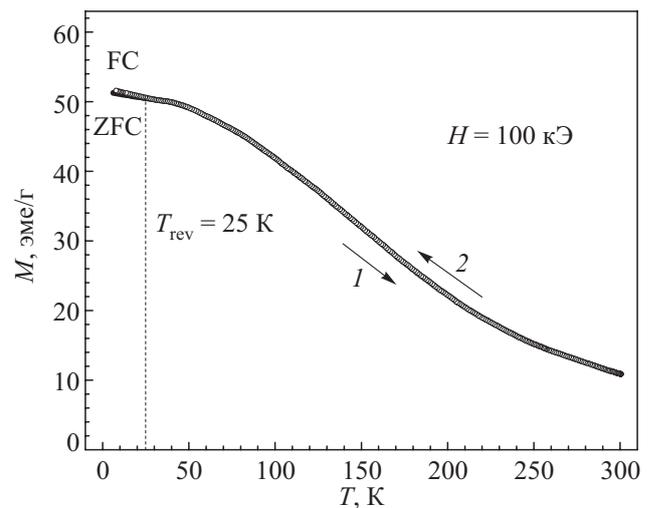


Рис. 3. Температурная зависимость ZFC (темные кружки (1)) и FC (светлые кружки (2)) удельного магнитного момента, измеренная в режиме уменьшения температуры в поле 100 кЭ для анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$.

ферромагнитное состояние антиферромагнитной матрицы и увеличению степени поляризации локальных спинов марганца. Так, при 4 К в поле 100 кЭ атомный магнитный момент для анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$ равен 2,07 $\mu_B/\text{форм.ед.}$, что составляет $\sim 52\%$ от теоретически возможного при 100 %-й поляризации локальных спинов ионов марганца. В поле 140 кЭ степень поляризации достигает 61 %. Фактически матрица становится ферромагнитной, а кластеры антиферромагнитными. Дополнительная магнитная энергия стабилизирует поляризованное состояние ферромагнитной матрицы и увеличивает температуру магнитного упорядочения.

Обобщенные экспериментальные данные критических температур переходов в зависимости от внешнего магнитного поля и их теоретический анализ представлены на рис. 4. Увеличение магнитного поля приводит к монотонному увеличению температуры магнитного упорядочения T_{mo} (рис. 4,а). Эта зависимость наиболее удовлетворительно может быть описана в аналитическом виде полиномом 2-й степени $T_{mo} = A + BH + CH^2$ с коэффициентами $A = 57$, $B = 10^{-2}$ и $C = -5 \cdot 10^{-7}$. Температуры расходимости ZFC- и FC-кривых T_x и T_{rev} образуют монотонно убывающие последовательности (рис. 4,б). Последовательность T_x может быть описана линейной функцией вида $T_x = y + kH$, где $y = 99$ и $k = -7 \cdot 10^{-3}$. В поведении T_{rev} можно выделить два участка: 1) $H < 10^3$ Э и 2) $H \geq 10^3$ Э. На первом участке наблюдается очень резкое убывание T_{rev} . На втором более плавное. В целом последовательность T_{rev} может быть описана степенной функцией вида $T_{rev} = a + bH^n$, где $a = 250$, $b = -90$ и $n = 0,11$. Набор температур замерзания T_f представляет собой немонотонную убывающую последовательность, которая в целом может быть удовлетворительно описана степенной функцией с $a = 65$, $b = -6$ и $n = 0,21$ (рис. 4,в).

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 расходимости ZFC- и FC-кривых удельного магнитного момента по степенному закону $T_{rev} = a + bH^n$. Для классического спинового стекла наблюдается значение показателя степени $n = 2/3$. Для анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$ получено значение $n = 0,11 < 2/3$, следовательно, можно говорить о формировании кластерного спинового стекла [13]. Подобный критерий часто используется для ус-

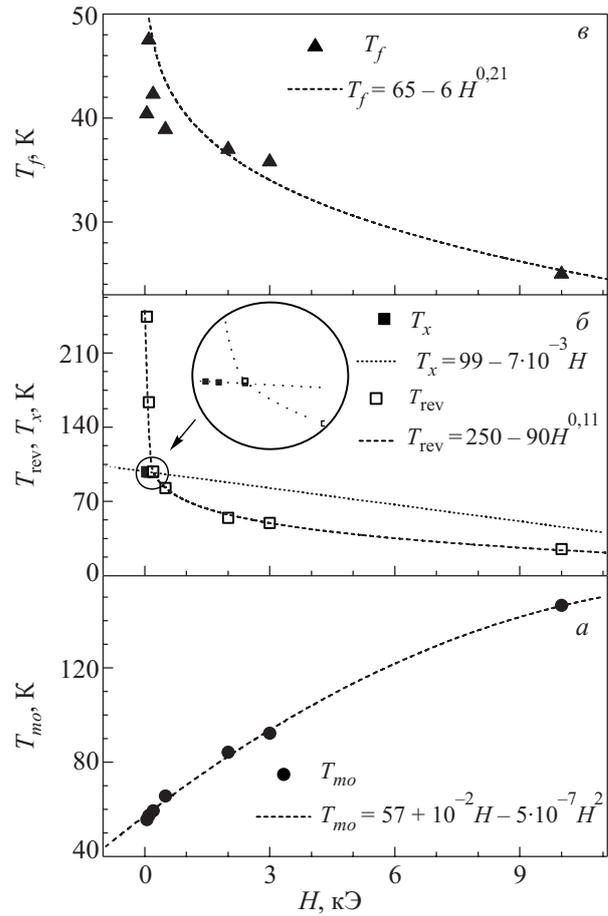


Рис. 4. Набор экспериментальных значений критических температур переходов в зависимости от внешнего магнитного поля: T_{mo} — температура магнитного упорядочения (а); T_x и T_{rev} — расходимости ZFC- и FC-кривых (б); T_f — замерзания (в) для анион-дефицитного манганита $\text{La}_{0,70}\text{Sr}_{0,30}\text{MnO}_{2,85}$. Представлены также их аналитические выражения.

тановления природы и механизма формирования неоднородного магнитного состояния разных систем [40].

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 [41]. Увеличение внешнего магнитного поля вначале ($H < 10^4$ Э) приводит к дроблению ферромагнитных кластеров, а затем ($H \geq 10^4$ Э) к переходу в ферромагнитное состояние антиферромагнитной матрицы и увеличению степени поляризации локальных спинов марганца [42].

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

1. G.H. Jonker and J.H. van Santen, *Physica (Utrecht)* **16**, 337 (1950).
2. S.V. Trukhanov, V.V. Fedotova, A.V. Trukhanov, S.G. Stepin, and H. Szymczak, *Crystallogr. Rep.* **53**, 1177 (2008).

3. А.И. Товстолыткин, В.М. Цмоць, Л.И. Панькив, П.Г. Литовченко, И.С. Панькив, *ФНТ* **36**, 280 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 220 (2010)].
4. Н.И. Солин, С.В. Наумов, Н.М. Чеботаев, А.В. Королев, *ФТТ* **52**, 269 (2010).
5. Y. Tokura, *Rep. Prog. Phys.* **69**, 797 (2006).
6. S.V. Trukhanov, I.O. Troyanchuk, M. Hervieu, H. Szymczak, and K. Bärner, *Phys. Rev.* **B66**, 184424 (2002).
7. S.V. Trukhanov, L.S. Lobanovskii, A.V. Trukhanov, S.G. Zems-kova, and A.I. Beskrovniy, *Phys. Status Solidi C* **6**, 1001 (2009).
8. С.М. Дунаевский, В.В. Дериглазов, *ФТТ* **52**, 850 (2010).
9. Э.Л. Нагаев, *УФН* **166**, 833 (1996).
10. Г.А. Петраковский, *УФН* **134**, 305 (1981).
11. S.F. Edwards and P.W. Anderson, *J. Phys. F: Metal Phys.* **5**, 965 (1975).
12. B. Sherrington and S.Kirkpatrick, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1792 (1975).
13. J.R.L. de Almeida and D.J. Thouless, *J. Phys. A: Math. Gen.* **11**, 983 (1978).
14. В. Кинцель, *УФН* **152**, 123 (1987).
15. M.H. Kruder and A.B. Bortz, *Phys. Today* **37**, 20 (1984).
16. S. Nafis, J.A. Woollam, Z.S. Shan, and D.J. Sellmyer, *J. Appl. Phys.* **70**, 6050 (1991).
17. F. Conde, C. Gomez-Polo, and A. Hernando, *J. Magn. Magn. Mater.* **138**, 123 (1994).
18. J.M. de Teresa, M.R. Ibarra, J. Garcia, J. Blasco, C. Ritter, P.A. Algarabel, C. Marquina, and A. Del Moral, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3392 (1996).
19. A. Sundaresan, A. Maignan, and B. Raveau, *Phys. Rev.* **B55**, 5596 (1997).
20. T. Terai, T. Kakeshita, T. Fukuda, T. Saburi, N. Takamoto, K. Kindo, and M. Honda, *Phys. Rev.* **B58**, 14908 (1998).
21. A. Maignan, A. Sundaresan, U.V. Varadaraju, and B. Raveau, *J. Magn. Magn. Mater.* **184**, 83 (1998).
22. С.В. Труханов, *ЖЭТФ* **128**, 597 (2005).
23. S.V. Trukhanov, *J. Mater. Chem.* **13**, 347 (2003).
24. С.В. Труханов, М.В. Бушинский, И.О. Троянчук, Г. Шим-чак, *ЖЭТФ* **126**, 874 (2004).
25. С.В. Труханов, И.О. Троянчук, А.В. Труханов, И.М. Фи-та, А.Н. Васильев, А. Maignan, H. Szymczak, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 36 (2006).
26. Д.П. Козленко, С.В. Труханов, Е.В. Лукин, И.О. Троянчук, Б.Н. Савенко, В.П. Глазков, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 123 (2007).
27. С.В. Труханов, *ЖЭТФ* **127**, 107 (2005).
28. С.В. Труханов, И.О. Троянчук, А.В. Труханов, И.А. Боб-риков, В.Г. Симкин, А.М. Балагуров, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 310 (2006).
29. С.В. Труханов, И.О. Троянчук, И.А. Бобриков, В.Г. Сим-кин, А.М. Балагуров, *Кристаллография* **52**, 834 (2007).
30. D.P. Kozlenko, S.V. Trukhanov, E.V. Lukin, I.O. Troyan-chuk, and B.N. Savenko, *Eur. Phys. J.* **B58**, 361 (2007).
31. K.R. Poeppelmeier, M.E. Leonowicz, and J.M. Longo, *J. Solid State Chem.* **44**, 89 (1982).
32. I.O. Troyanchuk, D.D. Khalyavin, S.V. Trukhanov, G.M. Cho-bot, and H. Szymczak, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 583 (1999).
33. V. Caignaert, *J. Magn. Magn. Mater.* **166**, 117 (1998).
34. A.M. De Léon-Guevara, P. Berthet, J. Berthon, F. Millot, A. Revcolevschi, A. Anane, C. Dupas, K. Le Dang, J.P. Re-nard, and P. Veillet, *Phys. Rev.* **B56**, 6031 (1997).
35. N. Abdelmoula, K. Guidara, A. Cheikh-Rouhou, E. Dhari, and J.C. Joubert, *J. Solid State Chem.* **151**, 139 (2000).
36. T. Mori, K. Inoue, and N. Kamegashira, *J. Alloys Compd.* **308**, 87 (2000).
37. C.P. Bean and J.D. Livingstone, *J. Appl. Phys.* **30**, S120 (1959).
38. Yu. Bukhantsev, Ya.M. Mukovskii, and H. Szymczak, *J. Magn. Magn. Mater.* **272**, 2053 (2004).
39. S.K. Banerjee, *Phys. Lett.* **12**, 16 (1964).
40. H. Szymczak, R. Szymczak, M. Baran, and J. Fink-Fino-wicki, *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, 1327 (2004).
41. С.В. Труханов, А.В. Труханов, А.Н. Васильев, А. Maig-nan, and H. Szymczak, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 615 (2007).
42. S.V. Trukhanov, I.O. Troyanchuk, F.P. Korshunov, V.A. Si-renko, H. Szymczak, and K. Bärner, *Fiz. Nizk. Temp.* **27**, 385 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 283 (2001)].

Influence of magnetic field on magnetic phase
separation in anion-deficit manganite
 $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$

S.V. Trukhanov, A.V. Trukhanov, and H. Szymczak

The temperature behavior of specific magnetic moment of anion-deficit manganite $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$ is measured at external magnetic fields of 0 to 140 kOe, the prehistory of the manganite being taken into account. The inhomogeneous magnetic state is a cluster spin glass and results from redistribution of oxygen vacancies. An increase of external magnetic field ($H < 10$ kOe) results first in a fragmentation of ferromagnetic clusters, and then ($H \geq 10$ kOe) in transition to a ferromagnetic state of the antiferromagnetic matrix and in an increase of the degree of polarization of manganese local spins. The freezing temperature of magnetic moments changes by the law $T_f = 65 - 6H^{0.21}$, while the temperature of divergence of ZFC- and FC-curves changes by the law $T_{\text{rev}} = 250 - 90H^{0.11}$. The reason and the mechanism of magnetic phase separation are discussed.

PACS: 75.30.Kz Magnetic phase boundaries;
75.30.Et Exchange and superexchange interactions;
75.50.Dd Nonmetallic ferromagnetic materials.

Keywords: manganites, magnetic phase separation, cluster spin glass, superexchange interactions.