

# Критическое поведение анион-дефицитного мanganита $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_{2.912}$ в области магнитного фазового перехода

C. B. Труханов<sup>1)</sup>, A. B. Труханов<sup>+</sup>, A. H. Васильев\*, A. Maignan<sup>▽</sup>, H. Szymczak<sup>□</sup>

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

<sup>+</sup> Витебский государственный университет им. П.М. Машерова, 210036 Витебск, Республика Беларусь

\* Кафедра физики низких температур и сверхпроводимости, МГУ им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

<sup>▽</sup> Laboratoire CRISMAT, ISMRA, 14050 Caen Cedex, France

<sup>□</sup> Institute of Physics, Polish academy of sciences, 02-668 Warsaw, Poland

Поступила в редакцию 9 апреля 2007 г.

Выполнены исследования удельной намагниченности, динамической магнитной восприимчивости и теплоемкости для анион-дефицитного мanganита  $\text{La}_{0.825}^{3+}\text{Sr}_{0.175}^{2+}\text{Mn}^{3+}\text{O}_{2.912}^{2-}$ . Обнаружено, что данный состав является неоднородным ферромагнетиком ниже температуры Кюри  $T_C \approx 122$  К, которая значительно меньше, чем для стехиометрического состава  $T_C \approx 268$  К. С увеличением внешнего магнитного поля на два порядка температура Кюри возрастает на  $\Delta T \approx 12$  К. Наличие вакансий кислорода приводит к фрустрации определенной доли  $V_{fr} \approx 22\%$  косвенных обменных взаимодействий  $\text{Mn}^{3+}\text{-O-Mn}^{3+}$ , однако состояние спинового стекла не реализуется. Ферромагнитная матрица исследованного состава характеризуется разбросом интенсивностей обменных взаимодействий. Обнаружено аномальное поведение теплоемкости. С использованием магнитного критерия установлено, что фазовый переход ферромагнетик-парамагнетик для анион-дефицитного мanganита  $\text{La}_{0.825}^{3+}\text{Sr}_{0.175}^{2+}\text{Mn}^{3+}\text{O}_{2.912}^{2-}$  есть термодинамический фазовый переход II рода. Обсуждаются механизм и причина критического поведения.

PACS: 75.30.Kz, 75.30.Vn, 75.50.Dd

Замещенные мanganиты  $\text{Ln}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{Ln}^{3+}$  – ион лантаноида,  $\text{A}^{2+}$  – щелочноземельный ион) являются удачным модельным объектом для изучения свойств сильно коррелированных электронных систем и представляют интерес как с фундаментальной научной точки зрения, так и с практической [1–3]. Эти соединения привлекают к себе пристальное внимание тесной взаимосвязью орбитальных, зарядовых, спиновых и решеточных степеней свободы и вытекающим из этого многообразием физических свойств [4, 5].

Магнитотранспортные свойства мanganитов определяются конкуренцией двух взаимодействий: 1) двойного обмена [6, 7], обусловленного выигрышем в кинетической энергии за счет реального переноса делокализованных  $e_g$ -электронов в цепочках  $\text{Mn}^{3+}\text{-O}^{2-}\text{-Mn}^{4+}$  и способствующего ферромагнитному упорядочению системы, и 2) сверхобмена [8], обусловленного виртуальным переносом  $e_g$ -электронов между катионами  $\text{Mn}^{3+}$ ,  $t_{2g}$ -электроны которых образуют локальные спины, чаще всего упорядочивающиеся антиферромагнитно. Одним из практи-

чески значимых явлений, найденных в мanganитах, является резкое возрастание ионной проводимости [9] при появлении вакансий кислорода [10], что представляет интерес для технических применений в газовых сенсорах [11].

Ряд твердых растворов  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  представляет собой яркий пример системы с доминированием двойного обмена. Образцы этой системы обладают самой большой одноэлектронной шириной зоны  $W = \cos(\frac{1}{2}[\pi - \langle \text{Mn-O-Mn} \rangle]) / \langle \text{Mn-O} \rangle^{3.5}$  и, следовательно, в наименьшей мере подвержены эффектам электрон-решеточных и кулоновских корреляций [12]. Исключением являются образцы  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  с  $x < 0.10$ , которые характеризуются наличием кооперативных статических ян-теллеровских искажений. Температура ян-теллеровского перехода определяется концентрацией катионов  $\text{Mn}^{4+}$ . Электронная фазовая диаграмма для  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  была предложена в работе [13], а современная уточнена в работах [14, 15].

Для рассматриваемой системы  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  существует несколько выделенных значений концентрации иона заместителя. При  $x \approx 0.10$  наблюдается кристаллоструктурный переход от

<sup>1)</sup> e-mail: truhanov@iftpp.bas-net.by

$O^+$ -орторомбической ( $SG = Pnma, Z = 4$ ) к  $O$ -орторомбической ( $SG = Pnma, Z = 4$ ) симметрии элементарной ячейки при комнатной температуре [16], а кооперативные статические ян-теллеровские искажения заменяются локальными динамическими. При  $x \approx 0.175$  происходит кристаллоструктурный переход от  $O$ -орторомбической ( $SG = Pnma, Z = 4$ ) к ромбоэдрической ( $SG = R\bar{3}c, Z = 2$ ) симметрии элементарной ячейки при комнатной температуре, а также появляется переход диэлектрик – металл при  $T_{IM} \approx 270$  К [17]. При концентрациях  $0.20 < x < 0.50$  ферромагнитный двойной обмен является доминирующим взаимодействием, что приводит к переходу из орбитально-упорядоченного  $A$ -типа антиферромагнитного диэлектрического состояния в ферромагнитное металлическое при температуре Кюри, примерно равной температуре перехода диэлектрик – металл,  $T_C \approx T_{IM}$ . Наибольшее значение  $T_C(T_{IM}) \approx 360$  К достигается при концентрации  $x \approx 0.30$  [13]. При  $x \approx 0.50$  наблюдается кристаллоструктурный переход от ромбоэдрической ( $SG = R\bar{3}c, Z = 2$ ) к тетрагональной ( $SG = I4/mcm, Z = 2$ ) симметрии элементарной ячейки при комнатной температуре.  $T_C$  немного снижается до  $\sim 320$  К, а ниже  $\sim 200$  К, формируется зарядово-упорядоченное  $C$ -типа антиферромагнитное состояние [18].

Для объяснения магнитотранспортных свойств замещенных мanganитов необходимо знать природу и механизм фазового перехода ферромагнетик – парамагнетик. Для оптимально допированного мanganита  $La_{0.70}Ca_{0.30}MnO_3$  наблюдается магнитный фазовый переход I рода [19], в то время как из теории молекулярного поля следует, что классический переход ферромагнетик – парамагнетик должен быть II рода [20]. Для этого состава  $La_{0.70}Ca_{0.30}MnO_3$  были обнаружены скачок объема элементарной ячейки, а также температурный гистерезис намагниченности и удельного электросопротивления вблизи  $T_C$ . Для оптимально допированного мanganита  $La_{0.70}Sr_{0.30}MnO_3$ , наоборот, наблюдается магнитный фазовый переход II рода, что было установлено с использованием магнитного критерия, предложенного Банерджи [21]. Такое поведение этих двух составов было объяснено критическими значениями среднего катионного радиуса  $A$ -подрешетки первовскита ( $r_A$ ).

Ранее было установлено, что анион-дефицитные твердые растворы  $La_{1-x}Sr_xMnO_{3-x/2}$  испытывают ряд последовательных магнитных фазовых переходов в основном состоянии: от антиферромагнетика  $A$ -типа ( $x = 0$ ) через смешанное двухфазное антиферромагнитное и ферромагнитное состояние ( $0 < x \leq$

$\leq 0.175$ ) к неоднородному магнитному состоянию типа кластерного спинового стекла ( $0.175 < x \leq 0.30$ ). С возрастанием дефицита кислорода удельное электрическое сопротивление анион-дефицитных образцов  $La_{1-x}Sr_xMnO_{3-x/2}$  вначале убывает по величине до  $x \approx 0.175$ , приобретая активационный характер, а затем возрастает вплоть до  $X \approx 0.30$ . При этом переход диэлектрик – металл отсутствует для всех анион-дефицитных твердых растворов во всей изученной концентрационной области [22].

В настоящей работе была исследована природа фазового перехода ферромагнетик – парамагнетик для анион-дефицитного образца с  $x = 0.175$ . В стехиометрическом случае состав с  $x = 0.175$  представляет собой порог переколяции. Анион-дефицитный состав  $La^{3+}_{0.825}Sr^{2+}_{0.175}Mn^{3+}O^{2-}_{2.912}$  интересен тем, что он не содержит ионов  $Mn^{4+}$ , а также только для него наблюдается максимальное значение ферромагнитной компоненты и пик магнитосопротивления во всем анион-дефицитном ряду.

Методика синтеза и аттестации анион-дефицитного образца  $La_{0.825}Sr_{0.175}MnO_{2.912}$  дана в [23]. Исследования удельной намагниченности были выполнены на коммерческом вибрационном магнитометре ОI-3001 в интервале температур  $4.2 \div 250$  К и полей  $-15.5 \div 15.5$  кЭ. Были выполнены измерения в зависимости от температуры в слабом (100 Э) и сильном (10 кЭ) полях в режиме отогрева после охлаждения без поля (ZFC) и в поле (FC), а также в зависимости от поля при разных температурах в интервале  $90 \div 170$  К. Температура Кюри определялась по температурной зависимости FC кривой в поле 100 Э, как точка перегиба ( $\min\{dM_{FC}/dT\}$ ). Измерения реальной и мнимой частей динамической магнитной восприимчивости были выполнены на SQUID-магнитометре в переменном магнитном поле 10 Э с частотами  $10^2, 10^3$  и  $10^4$  Гц. Исследования теплоемкости проведены с использованием квазиадиабатического микрокалориметра. Спонтанный атомный магнитный момент ( $\sigma_S^{\text{exp}}$ ) был определен по полевой зависимости линейной экстраполяцией к нулевому полю.

Стехиометрический  $La_{0.825}Sr_{0.175}MnO_3$  является ферромагнетиком с  $T_C \approx 268$  К [23]. Средняя степень окисления катионов марганца, находящихся в октаэдрической координации анионов кислорода, составляет  $3.175+$ , что соответствует 82.5%  $Mn^{3+}$  и 17.5%  $Mn^{4+}$ . Спонтанный атомный магнитный момент в основном состоянии для этого мanganита составляет  $\sigma_S^{\text{exp}} \approx 3.432 \mu_B/\text{f.u.}$ , что на  $\sim 14\%$  меньше теоретически возможного значения  $\sigma_S^{\text{theor}} \approx 3.825 \mu_B/\text{f.u.}$  при полностью коллинеарном упорядочении спинов

катионов  $Mn^{3+/4+}$ . Для анион-дефицитного образца  $La_{0.825}Sr_{0.175}MnO_{2.912}$  спонтанный атомный магнитный момент равен  $\sigma_S^{\text{exp}} \approx 2.582\mu_B/\text{f.u.}$ , что меньше теоретически возможного  $\sigma_S^{\text{theor}} \approx 4\mu_B/\text{f.u.}$  на  $\sim 36\%$ . По отношению к стехиометрическому образцу спонтанный момент анион-дефицитного образца меньше на  $\sim 22\%$ .

Температура Кюри для анион-дефицитного образца  $La_{0.825}Sr_{0.175}MnO_{2.912}$  составляет  $T_C \approx 122\text{ K}$  (рис.1а). Кривые ZFC и FC удельной намагниченности в поле 100 Э имеют некоторые

различия. Такой пик кривой ZFC характерен для спиновых стекол, однако наличие небольшого линейного участка все-таки указывает на наличие дальнего магнитного порядка. Учитывая значение спонтанного магнитного момента, можно утверждать, что анион-дефицитный образец  $La_{0.825}Sr_{0.175}MnO_{2.912}$  представляет собой ферромагнитную матрицу, содержащую антиферромагнитные кластеры.

Неоднородное магнитное состояние ранее уже наблюдалось в подобном анион-дефицитном мanganите  $La_{0.70}Sr_{0.30}MnO_{2.85}$  [24]. Антиферромагнитное взаимодействие в этом образце возникает в результате разрыва обменных связей как следствие появления вакансий кислорода  $Mn^{3+}\text{-O-Mn}^{3+} \rightarrow Mn^{3+}\text{-V}_O\text{-Mn}^{3+}$ . Хорошо известно, что в орбитально-разупорядоченном состоянии косвенное сверхобменное взаимодействие  $Mn^{3+}(6)\text{-O-Mn}^{3+}(6)$  для октаэдрической координации катионов марганца является положительным, тогда как для пентаздрической координации  $Mn^{3+}(5)\text{-O-Mn}^{3+}(5)$  является отрицательным [25]. Конкуренция во взаимодействии между антиферромагнитно и ферромагнитно упорядоченными кластерами приводит к фрустрации обменных связей и образованию состояния спинового стекла. Судя по значению спонтанного магнитного момента, можно сделать вывод, что фрустрация  $\sim 22\%$  обменных взаимодействий недостаточна для формирования состояния спинового стекла в анион-дефицитном образце  $La_{0.825}Sr_{0.175}MnO_{2.912}$ .

Как известно, температура пика кривой ZFC определяет средний размер магнитного кластера, в то время как температура расходимости кривых ZFC и FC определяет максимальный его размер [26]. Средний размер антиферромагнитного кластера для анион-дефицитного образца  $La_{0.825}Sr_{0.175}MnO_{2.912}$  составляет  $\sim 10\text{ nm}$ , что близко к значению, обнаруженному в работе [24] для  $La_{0.70}Sr_{0.30}MnO_{2.85}$ . Температура расходимости кривых ZFC и FC, равная температуре Кюри  $T_C \approx 122\text{ K}$ , указывает, что: 1) ферромагнитные кластеры имеют размеры значительно больше антиферромагнитных и 2) объединяясь, они образуют матрицу, стабильную вплоть до температуры перехода в парамагнитное состояние.

Увеличение внешнего поля до 10 кЭ увеличивает температуру Кюри на  $\sim 12\text{ K}$  до  $T_C \approx 134\text{ K}$  (рис.1б). При этом исчезает характерный пик на кривой ZFC и немного уменьшается температура расходимости кривых ZFC и FC. Переход в парамагнитное состояние становится более размытым и напоминает магнитный фазовый переход II рода. Факт увеличения  $T_C$  объясняется увеличением степени поляризации локальных спинов в ферромагнитной матрице внеш-

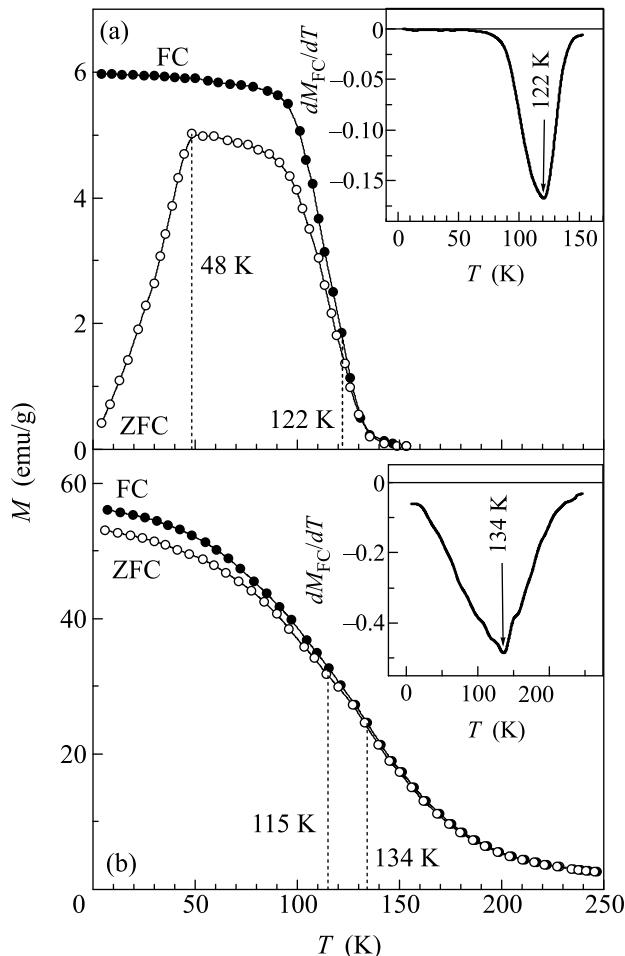


Рис.1. Температурная зависимость ZFC (светлые символы) и FC (темные символы) удельной намагниченности в поле 100 Э (а) и в поле 10 кЭ (б) для анион-дефицитного образца  $La_{0.825}Sr_{0.175}MnO_{2.912}$ . Вставка демонстрирует температурную зависимость производной FC удельной намагниченности

различия. С уменьшением температуры кривая FC резко возрастает и достигает насыщения ниже  $\sim 80\text{ K}$ . Кривая ZFC ниже  $\sim 122\text{ K}$  начинает расходиться с кривой FC, а при  $\sim 48\text{ K}$  демонстрирует

ним магнитным полем. С увеличением поля также уменьшается степень поляризации спинов в антиферромагнитных кластерах. Последние уменьшаются в размерах вплоть до исчезновения. При этом температурная стабильность ферромагнитной матрицы немного возрастает. Также следует отметить, что никакого температурного гистерезиса при измерениях кривых ZFC и FC не было обнаружено.

Для исследования динамики магнитного состояния и поиска спин-стекольской компоненты в анион-дефицитном образце  $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_{2.912}$  были выполнены измерения частотной зависимости действительной и мнимой частей динамической магнитной восприимчивости  $\chi' + i\chi'' = \partial M / \partial H = \chi$  (рис.2). Температура Кюри определенная по производной действительной части динамической магнитной восприимчивости (вставка рис.2а), совпала с результатом, полученным из измерений удельной намагниченности.

Небольшая частотная дисперсия наблюдается для обеих величин  $\chi'$  и  $\chi''$  на левой части пика, фиксируемого при 104–108 К. Следует отметить, что действительная часть динамической магнитной восприимчивости значительно превышает ее мнимую часть на всех частотах, что свидетельствует о высокодобротности спиновых возбуждений. Максимальное значение для обеих величин практически не изменяется с частотой. Не изменяется также и положение максимумов. Такое поведение динамических величин свидетельствует о магнитной неоднородности исследуемого образца и в то же время слабой спиновой релаксации с изменением частоты внешнего магнитного поля. О магнитной неоднородности свидетельствует также и многопиковый характер мнимой части динамической магнитной восприимчивости (рис.2б). Однако отсутствие таких характерных особенностей как уменьшение пика восприимчивости по величине и смещение его в сторону высоких температур с увеличением частоты поля позволяет утверждать, что состояние спинового стекла в анион-дефицитном мanganite  $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_{2.912}$  не реализуется.

Ряд интересных особенностей позволяет увидеть детальный анализ обратной величины действительной части динамической магнитной восприимчивости (вставка рис.2б). Поведение этой кривой  $1/\chi'(T)$  строго подчиняется закону Кюри-Вейса только выше  $\sim 286$  К с параметром Кюри  $\Theta_P \approx 171$  К. Наличие положительной параметрической температуры Кюри указывает, что доминирующим взаимодействием в системе является ферромагнитное. В температурном интервале 122–286 К кривая  $1/\chi'(T)$  выгнута вниз, что определяет непрерывный

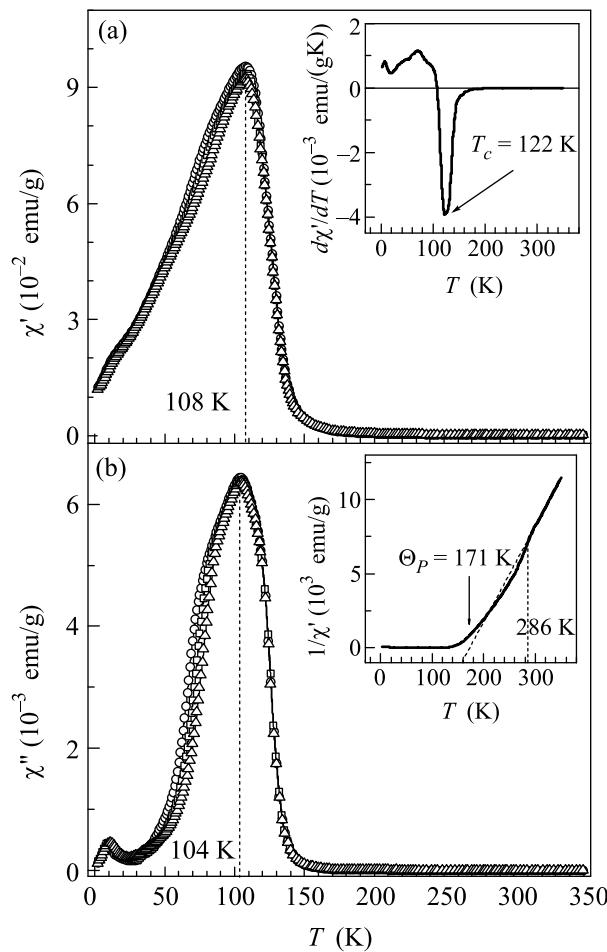


Рис.2. Температурная зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей динамической магнитной восприимчивости в переменном поле 10 Э с частотами 100 (светлые кружки), 1000 (светлые прямоугольники), 10000 Гц (светлые треугольники) для анион-дефицитного образца  $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_{2.912}$ . Вставка рис.(а) демонстрирует температурную зависимость производной действительной части динамической магнитной восприимчивости в переменном поле 10 Э с частотой 100 Гц. Вставка рис.(б) демонстрирует температурную зависимость обратной величины действительной части динамической магнитной восприимчивости в переменном поле 10 Э с частотой 100 Гц

возрастающий набор положительных парамагнитных температур Кюри в каждой точке этой кривой. Этот факт свидетельствует о наборе ферромагнитных обменных взаимодействий различной интенсивности. Следует также отметить, что никакого температурного гистерезиса при измерениях  $\chi'$  и  $\chi''$  кривых не было обнаружено.

Природа магнитного фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик была определена с использованием магнитного критерия, предложен-

ного Банерджи [27]. Для уточнения характера поведения исследуемой магнитной системы при переходе были измерены полевые изотермы удельной намагниченности и построены графики Аррота [28] (рис.3). В модельном приближении теории молекулярного поля для основного состояния системы

ное значение определяет парамагнитное состояние (рис.3а).

Согласно критерию Банерджи, положительное значение тангенса угла наклона касательной к изотермам Аррота в любой точке в ферромагнитном состоянии определяет магнитный фазовый переход II рода, в то время как изменение знака тангенса угла наклона касательной с положительного на отрицательный определяет фазовый переход I 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.3б). Таким образом, можно сделать вывод, что магнитный фазовый переход при  $\sim 122$  К для анион-дефицитного мanganита  $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_{2.912}$  является термодинамическим фазовым переходом из ферромагнитного в парамагнитное состояние II рода. Этот вывод подтверждается также отсутствием температурного гистерезиса магнитных и электрических свойств [22].

Пониманию природы магнитного фазового перехода ферромагнетик – парамагнетик для анион-дефицитного образца  $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_{2.912}$  помогает результат исследования температурной зависимости молярной теплоемкости (рис.4). Можно сделать вывод, что этот переход является не вполне обычным термодинамическим фазовым переходом II рода, так как в этом случае должен наблюдаться не плавный ход зависимости  $C(T)$ , а скачок в районе  $T_C$  (рис.4а). Следует отметить линейную зависимость приведенной молярной теплоемкости  $C/T(T)$  в области низких температур  $T \ll T_C$  и наличие плавного максимума при  $T \approx 115$  К близкой к  $T_C \approx 122$  К (рис.4б), что определяет выраженное основное состояние анион-дефицитного образца  $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_{2.912}$ . Отсутствие пика теплоемкости, характерного для переходов II рода, объясняется магнитной неоднородностью и наличием определенной доли  $V_{fr} \approx 22\%$  фрустрированных обменных взаимодействий  $\text{Mn}^{3+}-\text{V}_O-\text{Mn}^{3+}$ . Низкотемпературное поведение приведенной теплоемкости  $C/T(T^2)$  обнаруживает электронный вклад с коэффициентом  $\gamma \approx 0.069$  Дж/моль·К<sup>2</sup>, которому соответствует концентрация носителей заряда равная  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Таким образом, на основании анализа полученных экспериментальных данных можно утверждать, что анион-дефицитный образец  $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_{2.912}$  в магнитном плане представляет собой ферромагнитную матрицу, содержащую антиферромагнитные кластеры. Состояние спинового стекла отсутствует. Магнитный фазовый переход при  $\sim 122$  К явля-

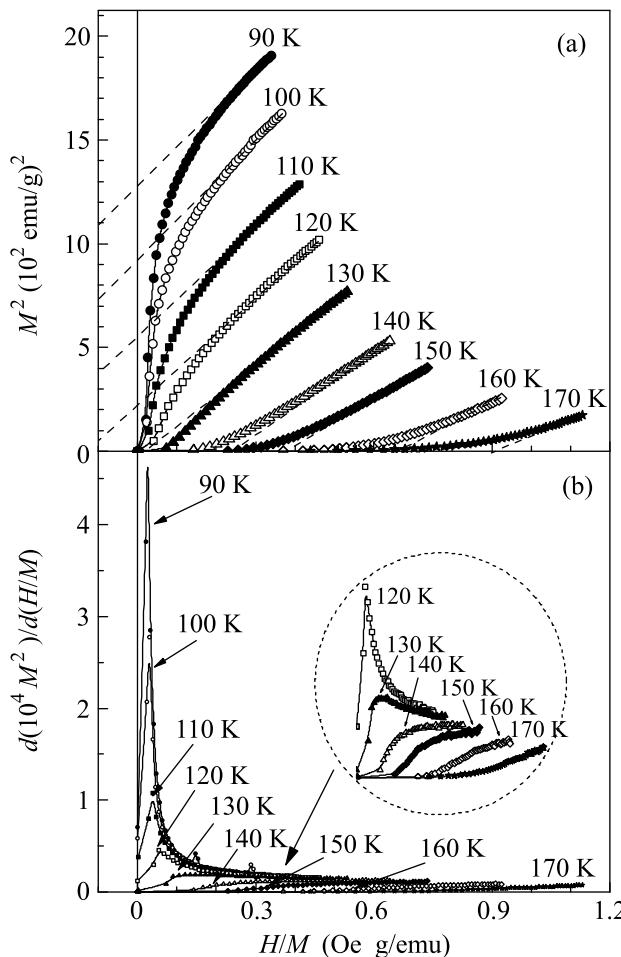


Рис.3. Графики Аррота – зависимости квадрата удельной намагниченности  $M^2$  от величины  $H/M$  при разных температурах в окрестности точки Кюри (а) и их производные (б) для анион-дефицитного образца  $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_{2.912}$ . Вставка демонстрирует критическое поведение производных в увеличенном масштабе

квадрат намагниченности  $M^2$  прямо пропорционален отношению  $H/M$ . 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 указывает на ферромагнитное состояние системы, в то время как положитель-

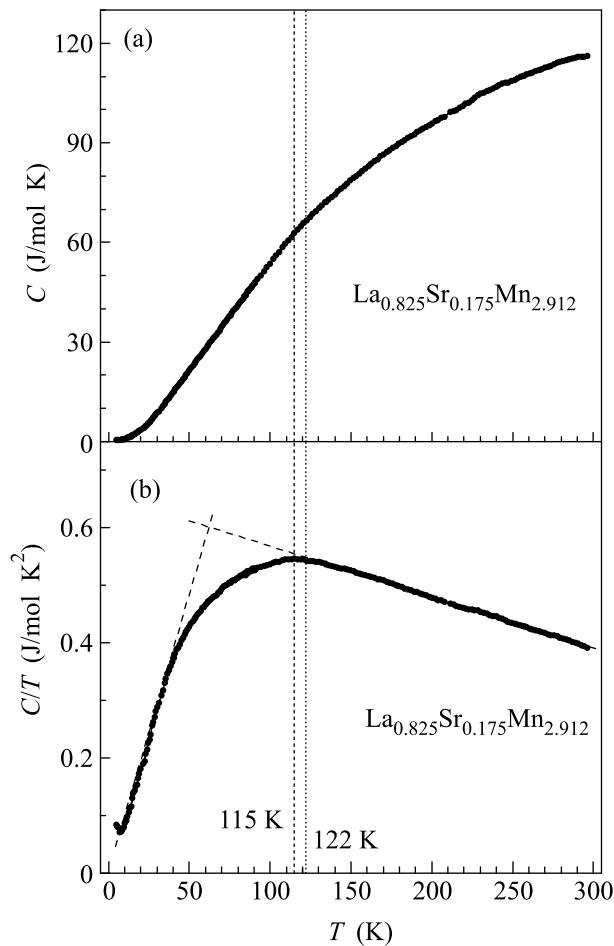


Рис.4. Температурная зависимость молярной теплоемкости (а) и приведенной теплоемкости (б) для анион-дефицитного образца  $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_{2.912}$ . Пунктирными линиями отмечены критические температуры перехода

ется термодинамическим фазовым переходом из ферромагнитного в парамагнитное состояние II рода.

Настоящая работа была выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант # Ф06Р-078).

1. E. Dagotto, New Journal of Physics **7**, 67 (2005).
2. K. Dörr, J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, R125 (2006).

3. Y. Tokura, Rep. Prog. Phys. **69**, 797 (2006).
4. S. V. Trukhanov, J. Mater. Chem. **13**, 347 (2003).
5. J. B. Goodenough, Rep. Prog. Phys. **67**, 1915 (2004).
6. C. Zener, Phys. Rev. **81**, 440 (1951).
7. P.-G. De Gennes, Phys. Rev. **118**, 141 (1960).
8. J. B. Goodenough, A. Wold, R. J. Arnot, and N. Menyuk, Phys. Rev. **124**, 373 (1961).
9. F. W. Poulsen, Solid State Ionics **129**, 145 (2000).
10. J. Mizusaki, N. Mori, H. Takai et al., Solid State Ionics **129**, 163 (2000).
11. E. L. Brosha, R. Mukundan, D. R. Brown et al., Sensors and Actuators B **69**, 171 (2000).
12. J. F. Mitchell, D. N. Argyriou, C. D. Potter et al., Phys. Rev. B **54**, 6172 (1996).
13. G. H. Jonker and J. H. Van Santen, Physica (Utrecht) **16**, 337 (1950).
14. A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima et al., Phys. Rev. B **51**, 14103 (1995).
15. G. L. Liu, J. S. Zhou, and J. B. Goodenough, Phys. Rev. B **64**, 144414 (2001).
16. H. Kawano, R. Kajimoto, M. Kubota, and H. Yoshizawa, Phys. Rev. B **53**, R14709 (1996).
17. Y. Moritomo, A. Asamitsu, and Y. Tokura, Phys. Rev. B **51**, 16491 (1995).
18. Z. Jirak, J. Hejtmanek, K. Knizek et al., J. Magn. Magn. Matter **217**, 113 (2000).
19. M. R. Ibarra, P. A. Algarabel, C. Marquina et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3541 (1995).
20. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, М.: Наука, 1978, с. 544.
21. J. Mira, J. Rivas, F. Rivadulla et al., Phys. Rev. B **60**, 2998 (1999).
22. С. В. Труханов, М. В. Бушинский, И. О. Троянчук, Г. Шимчак, ЖЭТФ **126**, 874 (2004).
23. S. V. Trukhanov, L. S. Lobanovski, M. V. Bushinsky et al., The Eur. Phys. J. B **42**, 51 (2004).
24. С. В. Труханов, И. О. Троянчук, А. В. Труханов и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 36 (2006).
25. С. В. Труханов, ЖЭТФ **127**, 107 (2005).
26. C. P. Bean and J. D. Livingstone, J. Appl. Phys. **30**, S120 (1959).
27. S. K. Banerjee, Phys. Lett. **12**, 16 (1964).
28. A. Arrott and J. E. Noakes, Phys. Rev. Lett. **19**, 786 (1967).