

Корреляция электрических, магнитных и теплофизических свойств манганита $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ вблизи температуры фазового перехода

© А.Г. Гамзатов¹, А.Б. Батдалов¹, А.Р. Кауль², О.В. Мельников²

¹ Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН,
Махачкала, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

E-mail: gamzatov_adler@mail.ru

(Поступила в Редакцию 18 марта 2010 г.
В окончательной редакции 15 мая 2010 г.)

Взаимосвязь электрических, магнитных и решеточных свойств манганитов прослежена с помощью анализа температурной зависимости электросопротивления манганита $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$. Обсуждение результатов проведено в рамках модели фазово-расслоенного манганита на основе теории перколяции. Показано, что на основании анализа температурной и магнитополовой зависимости электросопротивления можно предсказать поведение намагниченности, теплоемкости, а также изменение магнитной энтропии вблизи температуры фазового перехода, при этом получается вполне приемлемое для такого анализа согласие с экспериментальными данными.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (№ 09-08-96533) и программы ОФН РАН „Сильнокоррелированные электроны в твердых телах и структурах“.

Перовскитные манганиты — типичные модельные представители сильнокоррелированных электронных систем, в которых проявляется сильная взаимосвязь электронной, магнитной и решеточной подсистем твердого тела. Это означает, что существует прямая функциональная связь между параметрами, характеризующими эти подсистемы, т.е. между электросопротивлением, намагниченностью и теплоемкостью. Другими словами, если поведение, например, электросопротивления вблизи температуры фазового перехода известно, то можно предсказать, как будут вести себя в этой же области температур намагниченность и теплоемкость, так как в основе наблюдаемых аномалий лежат одни и те же физические механизмы.

Корреляцию электрических и тепловых свойств в системе $\text{La}-\text{Ca}-\text{Mn}-\text{O}$ наблюдали авторы [1], взаимосвязь электрических, магнитных и тепловых свойств для системы $(\text{La},\text{Nd})-\text{Ca}-\text{Mn}-\text{O}$ была прослежена в [2,3], аналогичная картина для системы $\text{Sm}-\text{Ca}-\text{Mn}-\text{O}$ наблюдалась в [4].

В настоящей работе взаимосвязь электрических, магнитных и тепловых свойств манганитов продемонстрирована путем тщательного анализа температурной зависимости электросопротивления керамического образца $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$. Случай одновалентного замещения имеет свою специфику. Для сохранения зарядового баланса требуется, чтобы на каждый введенный ион Ag^+ два иона Mn^{3+} перешли в состояние Mn^{4+} , что означает сужение фазовой диаграммы $T-x$ в направлении x и, как следствие, ограниченную область существования самой системы $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$ и высокие значения T_C при

слабом легировании. Укажем еще на одну особенность системы $\text{La}-\text{Ag}-\text{Mn}-\text{O}$, заключающуюся в том, что в этой системе зарядовое упорядочение и связанный с ним антиферромагнитный порядок не наблюдаются. Это обстоятельство значительно упрощает анализ поведения изучаемых коэффициентов. Кроме чисто научного эта система представляет и значительный практический интерес, связанный с тем, что максимумы эффекта колоссального магнитосопротивления (КМС) и магнитокалорического эффекта (МКЭ) весьма велики, наблюдаются вблизи комнатных температур. Эти особенности поведения КМС и МКЭ свидетельствуют о том, что указанные соединения являются перспективными функциональными материалами для информационных технологий, медицины, низкотемпературной теплотехники.

Технология получения образцов $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$ и некоторые их физические свойства описаны в [5,6]. В настоящей работе приводятся результаты количественного анализа температурной зависимости электросопротивления образца $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ в широкой области температур $T = 4-350$ К и в магнитных полях до 26 кОе и прослежена связь электросопротивления с намагниченностью, теплоемкостью и изменением магнитной энтропии.

На рис. 1 приведена экспериментальная температурная зависимость электросопротивления образца $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ в интервале температур 4–350 К. Как видно из рисунка, поведение $\rho(T)$ имеет характерный для манганитов вид, демонстрирующий переход металл–диэлектрик с максимумом при $T_{MI} = 295$ К. В низкотемпературной ферромагнитной фазе зависи-

Значения параметров, входящих в формулу (3), наилучшим образом аппроксимирующие экспериментальные данные

$\rho_0, \Omega \cdot \text{cm}$	$A, \Omega \cdot \text{cm/K}^2$	$B, \Omega \cdot \text{cm/K}^{4.5}$	$D, \Omega \cdot \text{cm/K}$	$E_P/k_B, \text{K}$	$\Delta U/k_B, \text{K}$
0.0138	$6.98 \cdot 10^{-7}$	$1.5 \cdot 10^{-14}$	$3.26 \cdot 10^{-6}$	1360	18500

мость $\rho(T)$ аппроксимируется выражением, включающим несколько механизмов рассеяния,

$$\rho_{\text{FM}}(T) = \rho_0 + AT^2 + BT^{4.5}, \quad (1)$$

где ρ_0 — остаточное сопротивление, член AT^2 обычно приписывают взаимному рассеянию носителей заряда, а член $\sim BT^{4.5}$ обусловлен электрон-магнонными процессами рассеяния. Отметим, что в литературе встречаются и другие виды зависимости (1); в частности, в [7] вместо члена $\sim T^{4.5}$ приводится слагаемое $\sim T^5$, обусловленное вкладом от электрон-фононного рассеяния при низких температурах. Такой вклад имеет право на существование, но наши результаты лучше описываются выражением (1). Зависимость $\rho(T)$ выше температуры перехода металл—диэлектрик аппроксимируется термоактивационным законом вида

$$\rho = DT \exp(E_P/k_B T), \quad (2)$$

где E_P — энергия активации поляронного прыжка, D — коэффициент, не зависящий от T . Значения и смысл коэффициентов, входящих в формулы (1) и (2), получаемые из аппроксимации экспериментальных данных $\rho(T)$, и вытекающие из них выводы подробно описаны в работе [5].

Зависимости вида (1) и (2) достаточно точно описывают поведение $\rho(T)$ ниже и выше T_{MI} , а в непосредственной близости от температуры фазового перехода наблюдаются расхождения. Причина этого заключается в том, что в области фазового перехода систему следует рассматривать как фазово-расслоенную: ниже T_C основной является ферромагнитная (ФМ) проводящая фаза с небольшой долей парамагнитной (ПМ) диэлектрической фазы, и, наоборот, выше T_C — парамагнитная диэлектрическая с небольшой долей ферромагнитной проводящей фазы. В такой фазово-расслоенной системе фазовый переход металл—диэлектрик является перколяционным фазовым переходом и поведение $\rho(T)$ может быть объяснено на основе теории перколяции.

Таким образом, учитывая, что переход металл—диэлектрик имеет перколяционный характер, и предполагая, что важную роль в формировании эффекта КМС в манганитах играет конкуренция между ферромагнитными и парамагнитными областями, полное выражение для электросопротивления можно написать следующим образом [7]:

$$\rho(T) = \rho_{\text{FM}}f + \rho_{\text{PM}}(1 - f),$$

где f — объемная доля ферромагнитной фазы, а $(1 - f)$ — объемная доля парамагнитной фазы. Объем-

ные доли ФМ- и ПМ-фаз удовлетворяют распределению Больцмана

$$f = \frac{1}{1 + \exp(\Delta U/k_B T)},$$

где ΔU — разность энергий между ФМ- и ПМ-состояниями. Тогда полное выражение, описывающее зависимость электросопротивления от температуры, будет иметь следующий вид:

$$\rho(T) = (\rho_0 + AT^2 + BT^{4.5})f + DT \exp(E_P/k_B T)(1 - f). \quad (3)$$

Результаты, полученные путем аппроксимации экспериментальных данных с помощью выражений (1)–(3), приведены на рис. 1. Как видим, выражение (3) достаточно хорошо описывает поведение $\rho(T)$ в широкой области температур, включая область фазового перехода. Значения параметров, входящих в формулу (3), наилучшим образом аппроксимирующие наши экспериментальные данные, приведены в таблице.

Необходимо заметить, что для некоторых образцов с наноразмерными гранулами в ферромагнитной фазе при низких температурах заметный вклад в электросопротивление вносит граничное рассеяние, приводящее в некоторых случаях к появлению минимума на зависимости $\rho(T)$. Последнее можно объяснить в рамках модели спин-поляризованного туннелирования носителей тока через границы гранул, антиферромагнитно упорядоченных друг относительно друга [8]. Подробный анализ этого явления для образца $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ приведен в работе [9]. Зависящий от направления спина вклад для этой системы становится преобладающим при низких

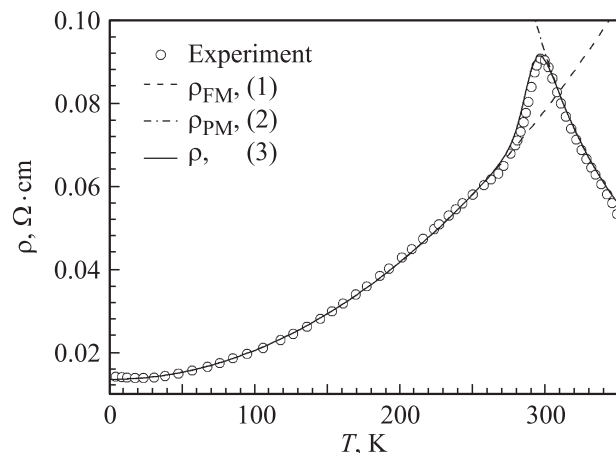


Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$.

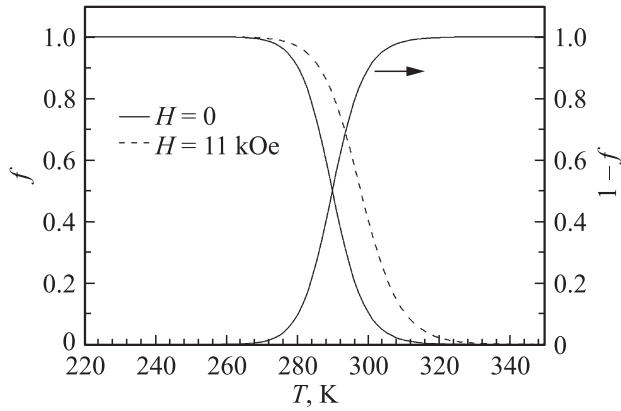


Рис. 2. Температурная зависимость объемной доли ферромагнитной f и парамагнитной $1 - f$ фаз.

температурах вдали от T_C и заметного влияния на наши рассуждения не оказывает.

На рис. 2 приведена температурная зависимость объемной доли ферромагнитной фракции f , полученная из данных аппроксимации экспериментальных результатов $\rho(T)$ с помощью выражения (3) в нулевом магнитном поле и в поле 11 кОе. Видно, что величина f близка к единице при температурах, значительно ниже T_C , а с ростом температуры при $T > T_C$ доля ФМ-фазы приближается к нулю. Внешнее магнитное поле увеличивает объемную долю ФМ-фазы путем увеличения размеров ферромагнитных кластеров, т.е. часть ПМ-фазы под действием внешнего магнитного поля переходит в ФМ-проводящие области, что и приводит к росту проводимости, в результате чего появляется эффект КМС.

В работе [10] для описания транспортных свойств материалов, демонстрирующих переход металл–диэлектрик, предложена модель эффективной среды, образованной длинными ФМ-областями с металлической проводимостью, погруженными в полупроводниковую парамагнитную матрицу. В рамках этой модели электросопротивление может быть описано с помощью формулы

$$\frac{c(\rho - \rho_{\text{FM}})}{3} \left(\frac{1}{\rho_{\text{FM}} + g_{\parallel}(\rho - \rho_{\text{FM}})} + \frac{2}{\rho_{\text{FM}} + g_{\perp}(\rho - \rho_{\text{FM}})} \right) + \frac{3(1-c)(\rho - \rho_{\text{PM}})}{2\rho_{\text{PM}} + \rho} = 0. \quad (4)$$

Здесь ρ_{FM} и ρ_{PM} — электросопротивление в ферромагнитной и парамагнитных областях, которые определяются соответственно формулами (1) и (2), а g_{\parallel} и g_{\perp} — деполаризующие факторы, определяющие форму ФМ-областей, c — фактор смешивания или же объемная доля ферромагнитных областей, сосредоточенных внутри парамагнитной матрицы (для полностью ферромагнитной фазы $c = 1$). Данная модель также предполагает, что переход металл–диэлектрик имеет перколяционный характер. Впервые такой подход для описания транс-

портных свойств манганита $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ использован в работе [2], где первичным параметром порядка служит намагниченность, а вторичным — доля носителей заряда в ферромагнитных проводящих областях $c(H, T)$, которую находят из условия минимума свободной энергии [2,11]. Аналогичный подход для описания $\rho(T)$ манганита $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$ использован в [11].

В настоящей работе формула (4) используется несколько для других целей, чем в [2,11]. В частности, в [2] показано, что фактор смешивания $c(H, T)$ в первом приближении есть приведенная намагниченность M/M_S . Из уравнения (4) получим следующее выражение для $c(H, T)$:

$$c(H, T) = \frac{1}{1((\rho - \rho_{\text{FM}})(\rho + 2\rho_{\text{PM}})\Delta/9(\rho - \rho_{\text{PM}}))}, \quad (5)$$

где

$$\Delta = [1/(\rho_{\text{FM}} + g_{\parallel}(\rho - \rho_{\text{FM}}))] + \{2/[\rho_{\text{FM}} + ((\rho - \rho_{\text{FM}})/2)]\},$$

$$g_{\parallel} = (b^2\rho_{\text{PM}}/a^2\rho) \ln(1 + (a\rho/b\rho_{\text{PM}})), \quad g_{\perp} \approx \frac{1}{2}.$$

Результаты, полученные из анализа данных электросопротивления, приведены на рис. 3, где штриховая линия представляет собой долю ферромагнитных областей, рассчитанную из аппроксимации экспериментальных данных $\rho(T)$ с помощью формулы (3), сплошная линия — фактор смешивания, определяемый формулой (5), а точки — экспериментальные данные приведенной намагниченности M/M_S . Здесь следует отметить, что функции $f(H, T)$ и $c(H, T)$ есть по сути одни и те же параметры, но полученные разными способами. Как видно из рис. 3, наши расчеты хорошо согласуются с экспериментом.

Исследования магнитокалорических свойств системы $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$ как прямым методом, так и по данным теплоемкости показали, что для данного класса

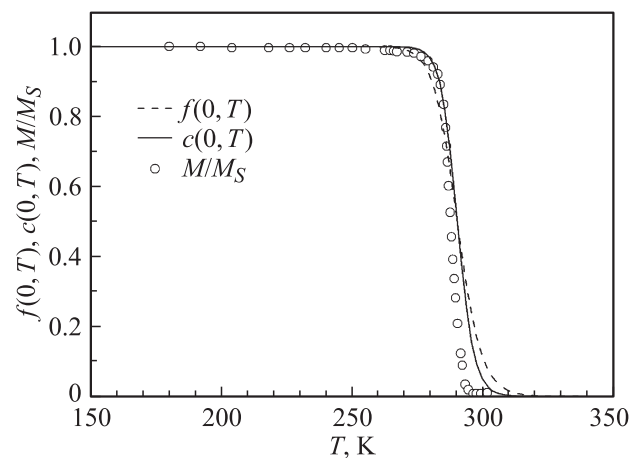


Рис. 3. Температурная зависимость приведенной намагниченности M/M_S в поле 250 Ое и объемной доли ферромагнитных фаз $f(T)$ и $c(T)$.

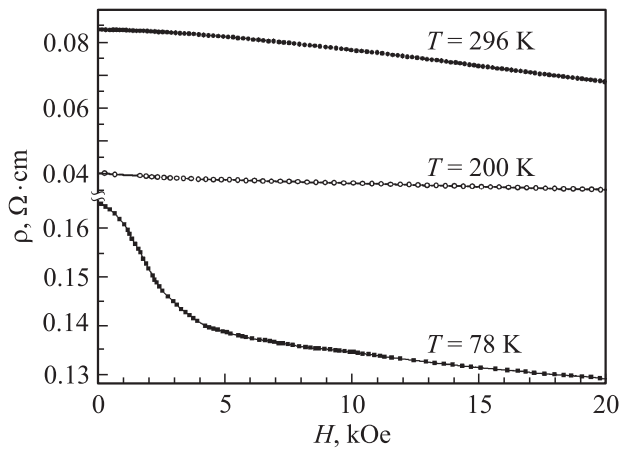


Рис. 4. Зависимость сопротивления $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ от магнитного поля при различных температурах.

манганитов МКЭ достигает значительных величин, а максимумы эффекта наблюдаются вблизи комнатных температур [6,12]. В манганитах эффекты КМС и МКЭ обычно наблюдаются вблизи температуры магнитного фазового перехода, и очевидно, что существует определенная связь между изменением магнитной энтропии и удельным электросопротивлением. Такая связь описана в работе [13], где авторы предложили новый метод, с помощью которого можно оценивать изменение магнитной энтропии из данных по температурной и полевой зависимости удельного сопротивления манганитов. Согласно [13], связь между ΔS и ρ выглядит следующим образом:

$$\Delta S_M^{\rho}(T, H) = -\alpha \int_0^H \left[\frac{\partial \ln \rho}{\partial T} \right]_H dH, \quad (6)$$

где параметр α определяет магнитные характеристики образца и для манганита $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ $\alpha = 21.72 \text{ emu/g}$ [13]. Очевидно, что материалы с большим α более чувствительны к зависимости $\Delta S_M = f(\rho)$. Магнитный беспорядок, характеризуемый величиной ΔS_M , воздействует на поляроны, которые определяют транспортные свойства, и таким образом приводит к зависимости $\Delta S_M = f(\rho)$ [13,14]. Это соотношение действительно только в узком температурном интервале вблизи температуры магнитного фазового перехода [13]. Формула (6) по сути представляет собой альтернативный, хотя и довольно грубый, метод определения ΔS_M вблизи T_C в манганитах из измерений сопротивления. Чтобы воспользоваться формулой (6), необходимо провести измерение $\rho(T)$ при разных значениях магнитного поля и с равным шагом по полю. Можно поступить и иначе; в частности, используя полевые зависимости электросопротивления при разных температурах (рис. 4) и формулу (3), получим температурные зависимости электросопротивления в интервале 250–350 К в полях от 0 до 11 кОе с шагом $\Delta H = 1 \text{ kOe}$ (рис. 5).

Результаты расчета изменения магнитной энтропии по формуле (6) приведены на рис. 6, там же для сравнения представлены результаты прямых измерений магнитокалорического эффекта, а также оценки по данным теплоемкости [6]. Заштрихованная область — это разброс литературных данных магнитокалорического эффекта для манганитов $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$ [12]. Как видим, значения МКЭ, полученные тремя разными способами для образца $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$, несколько различаются, но укладываются в указанный в литературе интервал значений МКЭ для манганитов, допированных серебром. Можно предположить, что завышенные значения ΔS , полученные на основе анализа $\rho(T, H)$, связаны с высоким значением α , которое мы приняли равным 21.72 emu/g , как и для образца $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ [13]. Литературные данные показывают, что система $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$

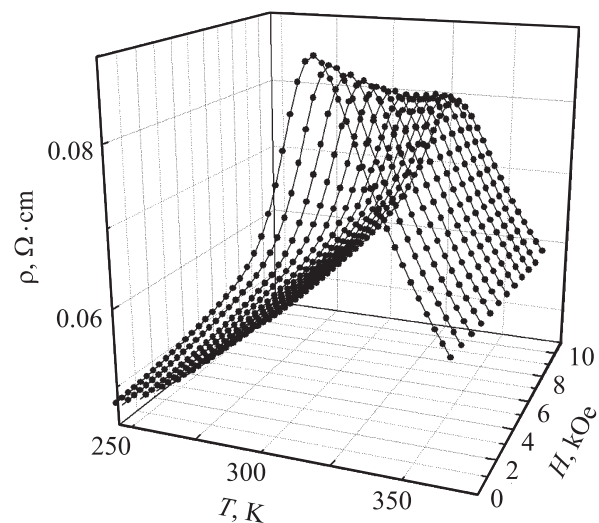


Рис. 5. Температурная и магнитополевая зависимости электросопротивления манганита $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$.

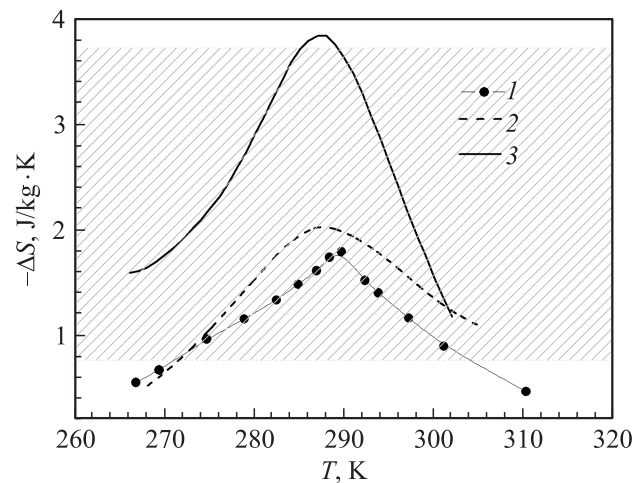


Рис. 6. Температурная зависимость изменения магнитной энтропии, полученная разными методами. 1 — прямой метод, 2, 3 — по данным C_p и ρ соответственно.

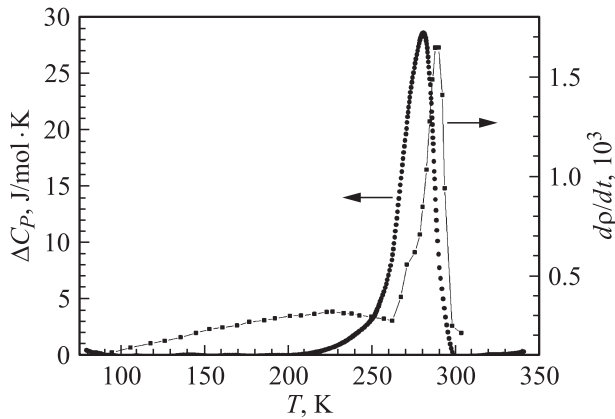


Рис. 7. Соотношение Ланжевена–Фишера для образца $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$.

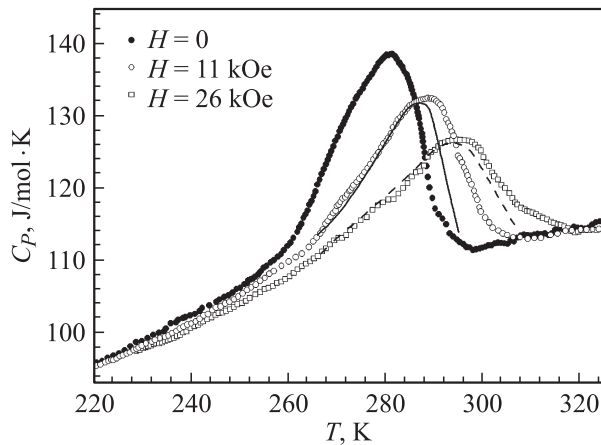


Рис. 8. Экспериментальные (точки) и вычисленные по формуле (7) (линии) значения теплоемкости без поля и в магнитных полях 11 и 26 кОе.

является „менее“ магнитной по сравнению с системой $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$; следовательно, коэффициент α , характеризующий магнитные свойства вещества, будет для системы $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$ существенно меньше (т.е. $M_S(\text{LaCaMnO})/M_S(\text{LaAgMnO}) = 1.5-2$), что должно привести к лучшему согласию расчетных данных с результатами прямых измерений.

Соотношение Ланжевена–Фишера, заключающееся в том, что магнитная составляющая теплоемкости ΔC_P и температурный коэффициент сопротивления $d\rho/dT$ пропорциональны друг другу: $\Delta C_P \sim d\rho/dT$, является одним из ярких примеров, подтверждающих корреляцию между электрическими и тепловыми свойствами манганитов [1]. Указанное выше хорошо иллюстрируется рис. 7, где приведены температурные зависимости аномальной части теплоемкости образца ΔC_P и $\frac{d\rho}{dT}(T)$. Корреляцию между электронной и магнитной подсистемами в $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ убедительно подтверждают результаты, приведенные на рис. 3 и 6. Формула (6) и результаты, представленные на рис. 6,

позволяют также выявить корреляции между электросопротивлением и теплоемкостью вблизи температуры фазового перехода. Зависимость $C_P^o(T, H) = f(\rho(T, H))$ можно получить, если воспользоваться соотношением $\Delta T = -(T/C_H)\Delta S_H$, связывающим изменение температуры ΔT с изменением магнитной энтропии ΔS . Используя это соотношение и формулу (6), получим следующее выражение для теплоемкости $C_P^o(T, H)$:

$$C_P^o(T, H) = -\frac{T}{\Delta T}\Delta S_M^o = \alpha \frac{T}{\Delta T} \int_0^H \left[\frac{\partial \ln \rho}{\partial T} \right]_H dH. \quad (7)$$

Здесь ΔT — изменение температуры вследствие магнитокалорического эффекта. Так же как и формула (6), выражение (7) действительно только в узком температурном интервале вблизи температуры магнитного фазового перехода.

На рис. 8 приведена температурная зависимость теплоемкости образца $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ в интервале 220–340 К при нулевом магнитном поле и полях 11 и 26 кОе [15]. На том же рисунке показаны вычисленные по формуле (7) температурные зависимости теплоемкости для двух значений магнитного поля 11 и 26 кОе вблизи фазового перехода. Как видим, формула (7) дает качественное согласие с экспериментом, т.е. с ростом поля аномалия размывается, а температура перехода смещается в сторону более высоких температур. При вычислении $C_P^o(T, H)$ с помощью формулы (7) в качестве ΔT мы брали адиабатическое изменение температуры, наблюдаемое при прямых измерениях МКЭ [6,16].

В заключение отметим, что при такого рода анализе наивно было бы ожидать количественного согласия между расчетными и экспериментальными данными, но факт наблюдения качественного соответствия между ними указывает на сильную взаимосвязь электрических, магнитных и решеточных степеней свободы в манганитах типа $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$ вблизи температуры фазового перехода.

Таким образом, используя феноменологические модели, где фазовый переход металл–диэлектрик рассматривается как перколяционный переход, можно описать поведение $\rho(T, H)$ манганитов в широкой области температур и магнитных полей, включая парамагнитные и ферромагнитные состояния. Проведенный нами анализ температурной и магнитолевой зависимостей электросопротивления манганита $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ в рамках этих моделей показывает, что данные модели дают качественное, а иногда и количественное согласие с экспериментальными данными в широком интервале температур (4–350 К) и магнитных полей. Путем сравнительного анализа зависимости $\rho(T, H)$, с одной стороны, и поведения $C_P(T, H)$, $\Delta S(T, H)$ и $M(T, H)$, с другой, установлена корреляция в их поведении вблизи температуры фазового перехода.

Список литературы

- [1] Soo Hyun Park, Yoon-Hee Jeong, Ki-Bong Lee, S.J. Kwon. *Phys. Rev. B* **56**, 67 (1997).
- [2] M. Jaime, P. Lin, S.H. Chun, M.B. Salamon, P. Dorsey, M. Rubinstein. *Phys. Rev. B* **60**, 1028 (1999).
- [3] J.Z. Wang, J.R. Sun, G.J. Liu, F.X. Hu, R.J. Chen, T.Y. Zhao, B.G. Shen. *J. Phys.: Cond. Matter* **20**, 325 242 (2008).
- [4] J. Hajtmánek, Z. Jirák, M. Maryško, C. Martin, A. Maignan, M. Hervieu, B. Raveau. *Phys. Rev. B* **60**, 14 057 (1999).
- [5] И.К. Камиллов, А.Г. Гамзатов, А.М. Алиев, А.Б. Батдалов, Ш.Б. Абдулвагидов, О.В. Мельников, О.Ю. Горбенко, А.Р. Кауль. *ЖЭТФ* **132**, 835 (2007).
- [6] I.K. Kamilov, A.G. Gamzatov, A.M. Aliev, A.B. Batdalov, A.A. Aliverdiev, Sh.B. Abdulvagidov, O.V. Melnikov, O.Y. Gorbenko, A.R. Kaul. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 4413 (2007).
- [7] G. Li, H.-D. Zhou, S.J. Feng, X.-J. Fan, X.-G. Li, Z.D. Wang. *J. Appl. Phys.* **92**, 1406 (2002).
- [8] M.I. Auslender, E. Rozenberg, A.E. Karkin, B.K. Chaudhuri, G. Gorodetsky. *J. Alloys Comp.* **326**, 81 (2001).
- [9] А.Г. Гамзатов, А.Б. Батдалов, О.В. Мельников, О.Ю. Горбенко. *ФНТ* **35**, 290 (2009).
- [10] A.N. Lagarkov, A.K. Sarychev. *Phys. Rev. B* **53**, 6318 (1996).
- [11] В.Н. Криворучко. *ФТТ* **43**, 678 (2001).
- [12] M.H. Phan, S.C. Yu. *J. Magn. Magn. Mater.* **308**, 325 (2007).
- [13] C.M. Xiong, J.R. Sun, Y.F. Chen, B.G. Shen, J. Du, Y.X. Li. *IEEE Trans. Magn.* **41**, 122 (2005).
- [14] Y. Sun, M.B. Salamon, S.H. Chun. *J. Appl. Phys.* **92**, 3235 (2002).
- [15] А.Г. Гамзатов, Ш.Б. Абдулвагидов, А.М. Алиев, А.Б. Батдалов, О.В. Мельников, О.Ю. Горбенко. *Письма в ЖЭТФ* **86**, 393 (2007).
- [16] А.Г. Гамзатов, А.М. Алиев, А.Б. Батдалов, Ш.Б. Абдулвагидов, О.В. Мельников, О.Ю. Горбенко. *Письма в ЖТФ* **32**, 11, 16 (2006).