

Гальваномагнитные свойства $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$

© В. Захвалинский¹, А. Laskhul², Е. Lähderanta², М. Savitskiy², Е. Пилюк¹, М. Шахов³

¹ Белгородский государственный национальный исследовательский университет (НИУ БелГУ), Белгород, Россия

² Department of Mathematics and Physics, Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta, Finland

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: zakhvalinski@bsu.edu.ru

(Поступила в Редакцию 19 июня 2012 г.)

В окончательной редакции 12 июля 2012 г.)

Керамические образцы $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ были получены методом традиционной твердофазной реакции, и проведено исследование их удельного сопротивления ρ в температурном интервале от 50 до 300 К и в магнитных полях $B = 0-20$ Т. Зависимости являются типичными для манганитов перовскитов с максимумом при $T_{\text{max}} = 140-150$ К и уменьшением величины ρ вблизи T_{max} при увеличении внешнего магнитного поля B . Установлено, что поведение сопротивления обусловлено механизмом прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, $\rho(T) = \rho_0(T) \exp[(T_0/T)^{1/4}]$, где $\rho_0(T) \sim T^{25/4}$. Прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по Мотту наблюдалась ниже температуры Кюри для $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ ($T_C \sim 300$ К) в диапазоне температур от 300 до 200 К. Влияние легирования Cu на свойства $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, по видимому, обусловлено дополнительным искажением, вносимым в кристаллическую решетку материала, и ослаблением механизма двойного обмена.

Работа частично поддерживалась грантом ФЦП ГК № П 895.

1. Введение

Материалы с сильной электронной корреляцией и фазовым расслоением $\text{RE}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ ($\text{RE} = \text{La}, \text{Pr}, \text{Nd}$ и др.) ($\text{A} = \text{Ca}, \text{Ba}, \text{Sr}$, и др.) привлекли к себе внимание после наблюдения эффекта колоссального магнетосопротивления в 1990 году [1,2]. Все группы материалов, в которых спин-зависимое рассеяние и туннелирование носителей заряда может быть использовано в практических целях, вовлечены в сферу ускоренного развития спиновой электроники [3].

Магнитное резистивное запоминающее устройство с произвольным доступом (MRAM) возможно послужит основой следующего поколения памяти вместо оперативной памяти с произвольным доступом (DRAM, SRAM, EEPROM). Манганиты и перовскиты, демонстрирующие КМС-эффект, являются одними из кандидатов на использование в устройстве магнитной резистивной памяти с произвольным доступом [4]. Манганиты со смешанной валентностью имеют богатую магнитную фазовую диаграмму, включающую в себя высокотемпературную парамагнитную фазу (PM), ферромагнитное (FM), антиферромагнитное (AFM) и скошенное спиновое упорядочение, зарядово-упорядоченное состояние, фазы спинового и кластерного стекла. Сложность магнитной фазовой диаграммы во многом предопределена наличием эффекта фазового расслоения [5,6]. Роль атомов Mn и их локального окружения находилась в фокусе внимания многих исследований. Было показано, что замещение позиций атомов Mn другими атомами существенно влияет на магнитные и транспортные

свойства манганитов перовскитов. В ряде исследований обнаружено сильное влияние легирования на магнитные свойства, включая T_C [7,8], магнитную невоспроизводимость и релаксацию термоостаточной намагниченности [9], а также рост удельной электропроводности, ρ , на несколько порядков величины [10,11].

Замещение атомов Mn непосредственно влияет на соотношение $\text{Mn}^{3+}-\text{Mn}^{4+}$ и электронную плотность носителей заряда. Такое замещение нарушает ферромагнитное взаимодействие в парах $\text{Mn}^{3+}-\text{Mn}^{4+}$ и вносит дополнительный беспорядок в кристаллическую решетку [12–15]. Кристаллы $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ являются одними из наиболее типичных систем, демонстрирующих механизм двойного обмена [16]. В материалах такого типа явления, возникающие при взаимодействии магнитных подрешеток с внешним магнитным полем, могут быть обусловлены влиянием фазового расслоения на свойства манганитов перовскитов. Некоторые манганиты перовскиты демонстрируют сильный магнетокалорический эффект и могут быть использованы при создании твердотельных холодильников. Магнетокалорический эффект (МКЭ) в магнетиках представляет собой адиабатическое изменение температуры ΔT_{AD} , которое пропорционально изменению магнитной энтропии $\Delta S_M = S_V(H) - S_M(0)$ при включении и выключении магнитного поля H . Величины ΔT_{AD} и ΔS_M экспериментально измерены для многих материалов, однако для практического использования МКЭ необходимо детальное исследование зависимости от магнитного поля свойств этих материалов [17]. Одним из таких перспективных магнето-

калорических материалов является перовскит манганит $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$, легированный Cu [8].

Исследование механизмов электропроводности и магнетосопротивления дает дополнительную информацию для понимания механизмов влияния внешнего магнитного поля на свойства манганитов перовскитов. Целью настоящей работы было исследование электропроводности и магнетосопротивления манганита перовскита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ с магнетокалорическим эффектом вблизи комнатной температуры.

2. Приготовление образцов, их характеристики и методики измерений

Образцы $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ были синтезированы методом традиционной керамической технологии (см. [15]). Окислы La_2O_3 , SrCO_3 , CuO и MnO_2 смешивались в заданной стехиометрической пропорции и нагревались на воздухе при температуре $T = 1200^\circ\text{C}$ в течение 5 h, затем трижды по 5 h при $T = 1400^\circ\text{C}$ с промежуточным измельчением. Окончательно, после прессовки таблеток, образцы отжигались при 1500°C в течение 20 h. Измерения $\theta-2\theta$ -методом рентгеновской порошковой дифракции при комнатной температуре на $\text{CuK}\alpha$ -излучении показали, что все образцы были однофазные и принадлежали к ромбоэдрической пространственной группе $R-3c$. Параметры структуры $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ были равны $a = 5.500 \text{ \AA}$, $c = 13.336 \text{ \AA}$, профильный фактор $R_p \approx 3.0\%$. Результаты микронзондового элементного анализа состава в сканирующем электронном микроскопе QUANTA 600 3D методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDAX) подтвердили гомогенность наших образцов. Контакты к нашим объемным образцам были изготовлены из индия по шестизондовой схеме. Измерительные провода были сплетены вместе с целью понижения самоиндукции в момент импульса магнитного поля. Образец фиксировался на держателе криомагнитной системы. Транспортные свойства образцов были исследованы с использованием автоматической установки импульсного магнитного поля. Свойства керамических образцов $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ были измерены в магнитных полях до 20 Т в диапазоне температур от 5 до 300 К. Результаты экспериментов анализировались с использованием формул для изотермических условий, поскольку длительность одного импульса равнялась 10 ms, что значительно меньше характерных времен передачи тепла.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Были измерены температурные зависимости сопротивления $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ в нулевом магнитном поле. Как видно из рис. 1, наблюдается переход от

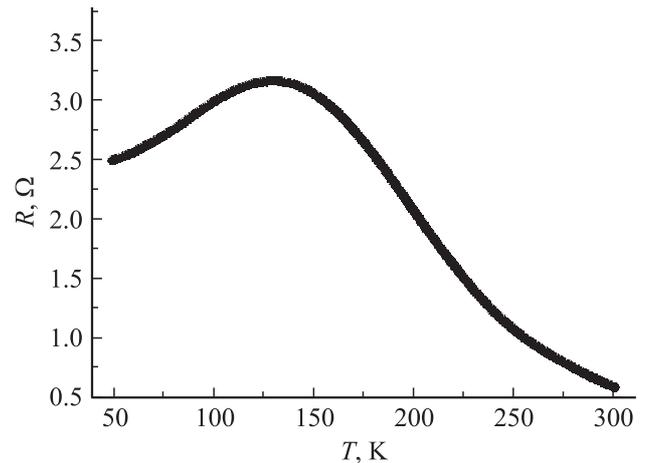


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления образца $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ в нулевом магнитном поле.

металлического к активационному механизму проводимости. Поведение температурной зависимости проводимости изменяется вблизи $T = 130 \text{ K}$, где наблюдается максимум кривой. Сопротивление Холла не наблюдалось, вероятно из-за высокой концентрации свободных носителей заряда и их низкой подвижности [15]. Мы провели измерения сопротивления $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ в широком интервале полей ($B = 0-20 \text{ T}$) при заданных температурах в диапазоне от 50 до 300 К.

На рис. 2 и рис. 3 представлены результаты наблюдения магнетосопротивления. Отрицательное магнетосопротивление наблюдалось во всем интервале температур от 50 до 300 К. Из представленных магнетополевых зависимостей сопротивления ясно видно, что при низких температурах, до 150 К, сопротивление уменьшается быстрее с ростом внешнего магнитного поля, чем при высоких температурах. Как видно из упомянутых выше экспериментальных зависимостей, низкотемпературное сопротивление изменяется более резко в слабых полях, чем в сильных. С увеличением магнитного поля до $B = 5 \text{ T}$ сопротивление понижается приблизительно в два раза, при увеличении поля до $B = 10 \text{ T}$ в полтора раза, и далее зависимость становится все слабее и слабее.

В исследованиях, проведенных в работах [19–21], показано, что в слабо легированных манганитах активационная проводимость может быть связана с прыжковым переносом заряда не только выше T_C , но может осуществляться и для $T < T_C$, хотя с более сложным поведением $\rho(T)$.

Следовательно, привлечение, в нашем случае, механизмов прыжковой проводимости для описания поведения $\rho(T)$ является обоснованным.

Поведение сопротивления можно проанализировать, используя универсальное выражение [1]:

$$\rho(T) = \rho_0(T) \exp[-(T_0/T)^p], \quad (1)$$

где множитель $\rho_0(T) = AT^m$, A — постоянный множитель, который можно определить при рассмотре-

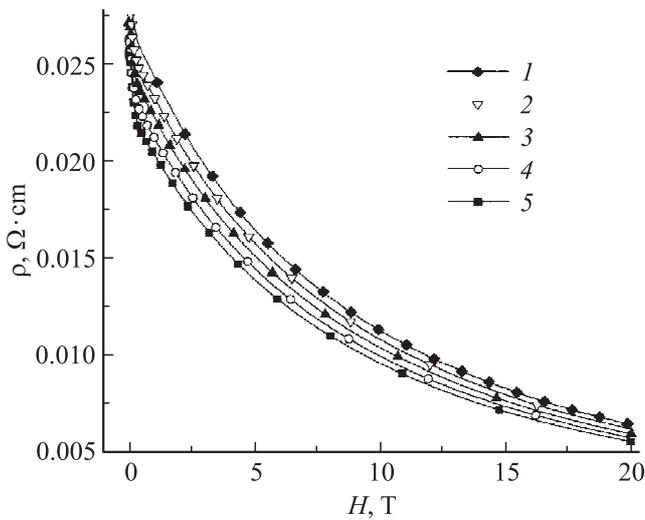


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления образца $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ от внешнего магнитного поля в диапазоне температур $T = 50\text{--}85$ К. T , К: 1 — 85, 2 — 77, 3 — 68.7, 4 — 60, 5 — 50.

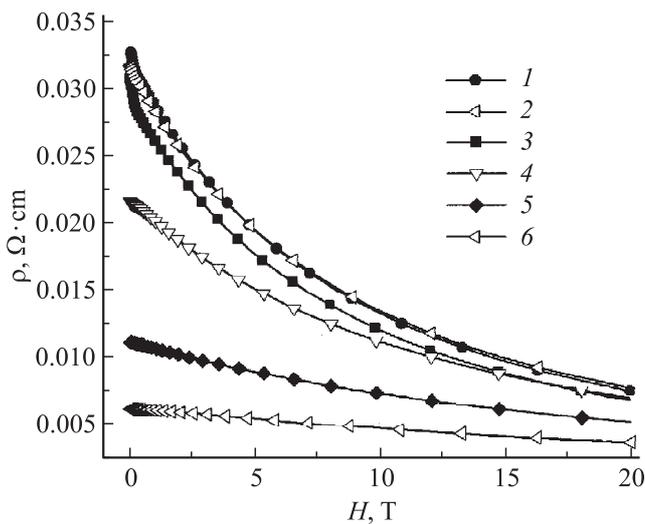


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления образца $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ от внешнего магнитного поля в диапазоне температур $T = 100\text{--}300$ К. T , К: 1 — 130, 2 — 150, 3 — 100, 4 — 200, 5 — 250, 6 — 300.

нии прыжковой проводимости как явления перколяции в беспорядочной сетке сопротивлений Абрахамса–Миллера [21], а T_0 это характеристическая температура. Прыжковая проводимость по ближайшим соседям (NNH) осуществляется для постоянных $m = p = 1$.

Прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка (VRH) описывается величинами $p = 1/4$ (по Мотту (Mott)) [22] и (по Шкловскому–Эфросу (SE)). Переход от NNH к VRH-механизму происходит тогда, когда энергетически становится более выгодным переход носителей заряда за пределы ближайших позиций в результате роста микроскопического беспорядка в материале.

Показатели m и p взаимосвязаны, и метод их определения предложен в [15]. В соответствии с уравнением (1) в температурном интервале, где характеристическая температура T_0 постоянна, локальная активационная энергия, $E_a(T) = d \ln \rho(T) / d(kT)^{-1}$ [23], может быть выражена как

$$\ln[E_a/(kT) + m] = \ln p + p \ln T_0 + p \ln(1/T). \quad (2)$$

Температурные зависимости ρ_0 сильно отличаются для $\Gamma \gg 1$ и $\Gamma \ll 1$ [21]

$$\Gamma \equiv [kT(T_0/T)^p \alpha / (2\hbar s)]^2, \quad (3)$$

где α — радиус локализации носителей заряда, s — скорость звука в материале. Принимая во внимание данные таблицы [21] для VRH-проводимости в различных пределах Γ , мы имеем, включая NNH-проводимость (где $\rho_0 \sim T$), девять возможных вариантов температурных зависимостей ρ_0 .

Значения величин p и m для различных режимов VRH

Тип VRH и волновой функции	q	p	$m(\Gamma \ll 1)$	$m(\Gamma \gg 1)$
SE, $\psi(r) \sim \exp(-r/a)$	0	1/2	1/2	9/2
Mott, $\psi(r) \sim \exp(-r/a)$	0	1/4	1/4	25/4
SE, $\psi(r) \sim r^{-1} \exp(-r/a)$	4	1/2	-3/2	5/2
Mott, $\psi(r) \sim r^{-1} \exp(-r/a)$	4	1/4	-3/4	21/4

Для $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ наилучшая линейризация $\rho(T)$ до $T = 200$ К была получена для $p = 1/4$ и $m = 25/4$ (см. рис. 4). Здесь $p = 1/4$ соответствует моттовской VRH-проводимости.

Основываясь на полученных экспериментальных данных, были построены зависимости $\rho(T)$ в различных магнитных полях. На рис. 5 показаны зависимости $\rho(T)$

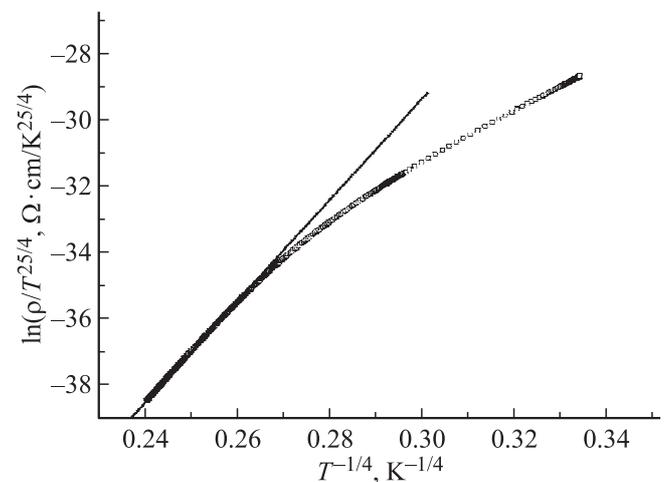


Рис. 4. Зависимость $\ln(\rho/T^{25/4})$ от $T^{1/4}$ в нулевом магнитном поле образца $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$. Прямая линия является результатом линейной подгонки.

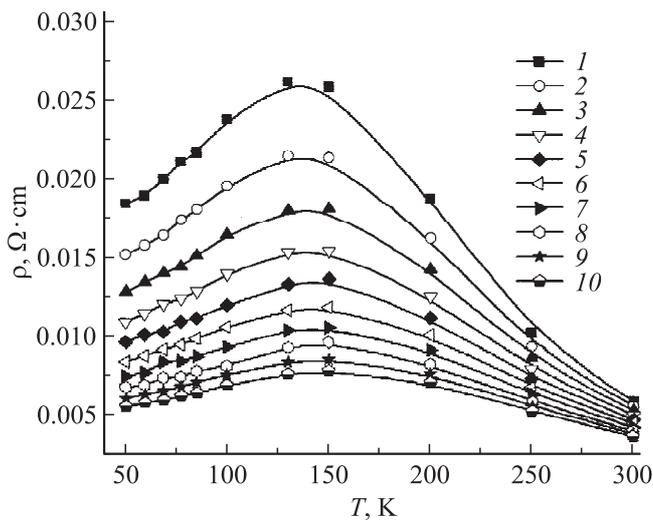


Рис. 5. Температурная зависимость удельного сопротивления образца $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ в магнитных полях $B = 2\text{--}20$ Т. B, T : 1 — 2, 2 — 4, 3 — 6, 4 — 8, 5 — 10, 6 — 12, 7 — 14, 8 — 16, 9 — 18, 10 — 20.

для $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ в температурном диапазоне $T = 50\text{--}300$ К и для $B = 2\text{--}20$ Т. Зависимости, приведенные на рис. 5, являются типичными для манганитов перовскитов, включая возникновение максимума $\rho(T)$ при $T_{\text{max}} = 140\text{--}150$ К с последующим уменьшением удельной электропроводности с понижением температуры и уменьшением величины ρ вблизи T_{max} при увеличении внешнего магнитного поля B .

Ранее нами были исследованы магнитные свойства керамических образцов $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ в слабых магнитных полях ($B = 10\text{ Г} - 1\text{ кГ}$) [24]. Намагниченность $M(T)$ была измерена на установке РФ-СКВИД магнетометра после охлаждения образца от комнатной температуры до 5 К в полях $B = 70\text{ Г}, 1\text{ кГ}$ и 10 кГ (кривые магнитной восприимчивости χ_{FC} — охлаждение в поле) и зависимости, полученные в нулевом магнитном поле (кривые магнитной восприимчивости χ_{ZFC} — охлаждение в нулевом поле). Обе группы зависимостей $\chi_{\text{ZFC}}(T)$ и $\chi_{\text{FC}}(T)$ (где $\chi \equiv M/B$) демонстрируют для $B = 10\text{ Г}$ ферромагнитный (FM) переход при температуре Кюри, $T_C = 300\text{ К}$.

Следовательно, поведение температурных зависимостей электропроводности и магнетосопротивления $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ отличается существенно от свойств легированных дырками керамических образцов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_3$ и $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{O}_3$ [13–15]. Упомянутые выше манганиты перовскиты демонстрировали эффект КМС вблизи температуры Кюри. Сильное влияние легирования Fe на магнитные свойства приводило к большому понижению T_C , повышению магнитной невоспроизводимости. Легирование железом оказывало влияние на релаксацию термоостаточной намагниченности и приводило к росту ρ на несколько порядков величины. При низком уровне легирования

имело место замещение Mn^{4+} на Fe^{3+} [8], с образованием $\text{Fe}^{3+}\text{--Mn}^{4+}$ -пар, которые не поддерживают механизм двойного обмена, ответственный за ферромагнетизм в манганитах перовскитов [14,15]. Благодаря схожести ионных радиусов Mn^{3+} и Fe^{3+} легирование железом должно вызывать только минимальные искажения решетки в упомянутых выше манганитах перовскитов [7]. Однако в случае $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ замена Mn на Cu приведет к искажению элементарной ячейки. В [25] авторы, исследуя эффект замещения марганца медью в $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{1-x}\text{Cu}_x\text{O}_3$, приходят к заключению, что ионы Cu находятся в смешанном состоянии Cu^{3+} и Cu^{2+} . Ионы Cu^{3+} с радиусом 0.54 \AA , гораздо меньшим, чем радиус Mn^{3+} (0.645 \AA), и слегка большим, чем у иона Mn^{4+} (0.53 \AA), в этом материале способствуют искажению элементарной ячейки. Возможное присутствие значительно более крупных ионов Cu^{2+} (0.73 \AA) вносит еще больший беспорядок в кристаллическую решетку и, кроме того, оказывает влияние на соотношение ионов $\text{Mn}^{3+}\text{--Mn}^{4+}$. Такой вариант подробно обсуждался на примере керамического $\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{Mn}_{1-y}\text{Cu}_y\text{O}_3$ [26]. Суммируя, можно утверждать, что легирование Cu ослабляет двойной обмен, разрушает сетку $\text{Mn}^{3+}\text{--O--Mn}^{4+}$ -пар, способствует образованию малых ферромагнитных кластеров.

Несмотря на наличие как сходных, так и отличающихся свойств у манганитов перовскитов, легированных железом и медью, оказалось возможным применение к ним одинаковых подходов при анализе механизмов электропроводности. Механизмы прыжковой проводимости по Мотту и по Шкловскому–Эфросу наблюдались в легированных железом $\text{La}(\text{Sr},\text{Ca})\text{MnO}_3$ при исследовании температурных зависимостей электропроводности как ниже, так и выше температуры Кюри [13–15,22]. В случае исследованного нами $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ полученные результаты подтверждают наличие механизма прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по Мотту ниже T_C в интервале температур $T \sim 300\text{--}200$.

4. Заключение

Нами проведены исследования магнетосопротивления и температурных зависимостей электропроводности $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$, основное внимание уделено прыжковым механизмам переноса заряда. Наблюдался переход от металлической проводимости при низких температурах к активационной проводимости при $T = 130\text{ К}$. Моттовская прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка была обнаружена в интервале температур $T \sim 200\text{--}300\text{ К}$ при температурах ниже температуры Кюри для $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{O}_3$ ($T_C \approx 300\text{ К}$ [24]).

Авторы выражают благодарность М.Ф. Куприянову, А.В. Назаренко, Ю.В. Кабирову за проведение рентгенофазового анализа образцов.

Список литературы

- [1] K. Chahara, T. Ohno, M. Kasai, Y. Kozono. Appl. Phys. Lett. **63**, 1990 (1993).
- [2] R. von Helmolt, J. Wecker, B. Holzapfel, M. Schultz, K. Samwer. Phys. Rev. Lett. **71**, 2331 (1993).
- [3] J. Fabian, A. Matos-Abiaguea, C. Ertlera, P. Stano, I. Žutić. Acta Phys. Slovaca **57**, 565 (2007).
- [4] W.M. Witzel, S. Das Sarma. Phys. Rev. B **76**, 045 218 (2007).
- [5] E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo. Phys. Rep. **344**, 1 (2001).
- [6] Y. Tokura. Rep. Prog. Phys. **69**, 797 (2006).
- [7] K.H. Ahn, X.W. Wu, K. Liu, C.L. Chien. Phys. Rev. B **54**, 15 299 (1996).
- [8] K.H. Ahn, X.W. Wu, K. Liu, C.L.Chien. J. Appl. Phys. **81**, 5505 (1997).
- [9] R. Laiho, K.G. Lisunov, E. Lähderanta, J. Salminen, V.S. Zakhvalinskii. J. Magn. Magn. Mater. **250**, 267 (2002).
- [10] S.K. Hasanain, M. Nadeem, W.H. Shah, M.J. Akhtar, M.M. Hasan. J. Phys.: Cond. Matter **12**, 9007 (2000).
- [11] S.B. Ogale, R. Shreekala, R. Bathe, S.K. Date, S.I. Patil, B. Hannoyer, F. Petit, G. Marest. Phys. Rev. B **57**, 7841 (1998).
- [12] W.H. Shah, S.K. Hasanain. J. Appl. Phys. **108**, 113 907 (2005).
- [13] R. Laiho, K.G. Lisunov, E. Lähderanta, J. Salminen, M.A. Shakhov, V.N. Stamov, V.S. Zakhvalinskii. J.Phys. Chem. Solids **64**, 1573 (2003).
- [14] V.S. Zakhvalinskii, R. Laiho, A.V. Lashkul, K.G. Lisunov, E. Lähderanta, Yu.S. Nekrasova, P.A. Petrenko. J. Magn. Magn. Mater **323**, 2186 (2011).
- [15] V.S. Zakhvalinskii, R. Laiho, A.V. Lashkul, K.G. Lisunov, E. Lähderanta, Yu.S. Nekrasova, P.A. Petrenko, V.N. Stamov. J. Phys.: Cond. Matter **23**, 015 802 (2011).
- [16] Y. Tokura, Y. Tomioka. J. Magn. Magn. Mater **200**, 1 (1999).
- [17] A.M. Tishin, Y.I. Spichkin. The magnetocaloric effect and its applications. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (2003). P. 475
- [18] M.H. Phan, S.C. Yu. J. Magn. Magn. Mater **308**, 325 (2007).
- [19] Y. Moritomo, A. Asamitsu, Y. Tokura. Phys. Rev. B **56**, 12 190 (1997).
- [20] J.M.D. Coey, M. Viret, S. von Molnar. Adv. Phys. **48**, 167 (1999).
- [21] R. Laiho, K.G. Lisunov, E. Lähderanta, P.A. Petrenko, J. Salminen, M.A. Shakhov, M.O. Safontchik, V.N. Stamov, M.L. Shubnikov, V.S. Zakhvalinskii. J. Phys.: Cond. Matter **14**, 8043 (2002).
- [22] N.F. Mott, E.A. Davies. *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*. Clarendon, Oxford (1971). P. 121. N.F. Mott. Metal-Insulator Transitions. 2nd. ed. Taylor and Francis, London (1990). P. 217.
- [23] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979). С. 416.
- [24] V. Zakhvalinskii, A. Lashkul, E. Lähderanta, E. Pilyuk, A. Mashirov. Moscow Int. Symp. on Magnetism (MISM) MISM, М. (2011). P. 196.
- [25] M.S. Kim, J.B. Yang, P.E. Parris, Q. Cai, X.D. Zhou, W.J. James, W.B. Yelon, D. Buddhikot, S.K. Malik. J. Appl. Phys. **97**, 10H714 (2005).
- [26] Т.С. Орлова, J.Y. Laval, Ph. Monod, В.С. Захвалинский, В.М. Егоров. ФТТ, **51**, 1, 91 (2009).