

11,04,05

Перколяционная проводимость в фазово-расслоенном состоянии монокристаллического манганита $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.22; 0.24$)

© Э.А. Нейфельд¹, Н.А. Угрюмова¹, В.Е. Архипов¹, А.В. Королев¹, С.Ф. Дубинин¹, Я.М. Муковский²

¹ Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

² Московский институт стали и сплавов,
Москва, Россия

E-mail: neifeld@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 27 марта 2013 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования температурных зависимостей электрического сопротивления, термоэдс и магнитосопротивления для монокристаллического манганита $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.22; 0.24$). При анализе результатов использована теория прыжковой электрической проводимости в фазово-расслоенном состоянии манганитов и основные положения теории перколяции. Показано, что в интервале (2–400 К) наблюдается прыжковая проводимость с зависящей от температуры энергией активации. В районе температуры Кюри монотонный экспоненциальный рост электрического сопротивления с понижением температуры искажается в результате образования конечных металлических кластеров. При $T \leq 36$ К для $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.22}\text{MnO}_3$ проводимость подчиняется закону Мотта.

1. Введение

Фазовое расслоение легированных манганитов переходных металлов, подтвержденное многочисленными экспериментальными и теоретическими исследованиями, существенно проявляется в температурных зависимостях электрического сопротивления и магнитосопротивления этих соединений [1]. Авторы [2] считают, что транспортные свойства и переход металл–диэлектрик для манганитов следует рассматривать в терминах перколяции, а не свойств однородных состояний. В эффекте колоссального магнитосопротивления (КМС), в связи с которым активно исследуются манганиты, фазовое расслоение, возможно, имеет решающее значение [3,4]. Компьютерное моделирование с использованием сетки сопротивлений Миллера–Абрахамса, экспериментальных значений энергии активации и предэкспоненты удовлетворительно воспроизводит наблюдаемые температурные зависимости электросопротивления [5]. Однако теоретической формулы для этой зависимости в широком интервале температур нет. Для манганитов в парамагнитной фазе в модели мелкодисперсного фазового расслоения теоретически получены формулы для магнитосопротивления, температурных зависимостей электросопротивления и магнитной восприимчивости [6,7], которые позволяют из экспериментальных зависимостей этих величин определить параметры центров локализации носителей заряда (ферронов) в парамагнитной матрице.

Экспериментальные исследования зависимости электрического сопротивления от температуры $\rho(T)$ также нельзя считать завершенными. Большинство авторов считают, что перенос заряда в манганитах в диэлектрической фазе осуществляется прыжками электронов по ближайшим поляронным состояниям с независимой

от температуры энергией активации. В некоторых работах [8,9] из приблизительно линейной зависимости $\ln \rho$ от $T^{1/4}$ в очень коротком интервале делается вывод о VRH (variable range hopping) механизме переноса заряда и выполнении закона Мотта даже при комнатных температурах. В работе [10] в диапазоне 80–400 К выделяются 2–3 интервала, в которых выполняется простой активационный закон, но с различными величинами энергии активации и предэкспоненты.

В данной работе измерения температурных зависимостей электрического сопротивления, термоэдс и магнитосопротивления выполнены на монокристаллических образцах $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.22$ и $x = 0.24$), с которыми ранее были проведены эксперименты по рассеянию тепловых нейтронов [11]. Анализ экспериментальных результатов для парамагнитной фазы проведен с использованием теории прыжковой проводимости в фазово-расслоенном состоянии манганитов [7] и перколяционной теории для сильно неоднородной среды [12] в области магнитного перехода и ферромагнитного диэлектрического состояния.

2. Методика и экспериментальные результаты

Монокристаллические образцы $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.22$ и $x = 0.24$), в дальнейшем обозначаемые 1 и 2, были выращены методом плавающей зоны. Из фазовой диаграммы [13] следует, что по уровню легирования оба образца находятся вблизи концентрационного перехода металл–диэлектрик на диэлектрической стороне (критическая концентрация $x_c = 0.25$). Температурные зависимости электрического сопротивления и магнитосопротивления при $T = 320$ К измерялись на установке PPMS

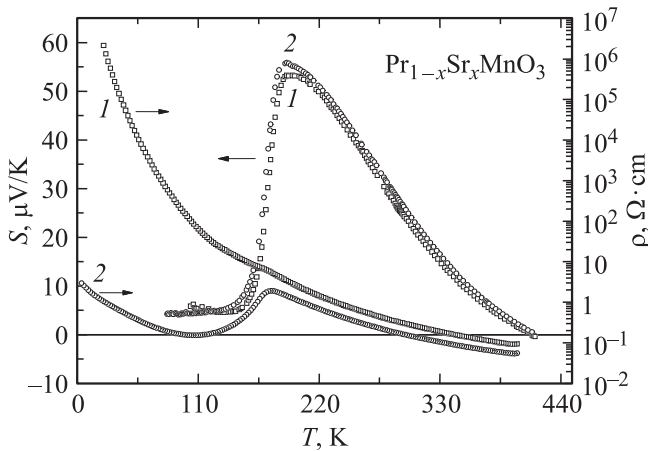


Рис. 1. Температурные зависимости удельного электрического сопротивления и термоэдс $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$. 1 — $x = 0.22$; 2 — $x = 0.24$.

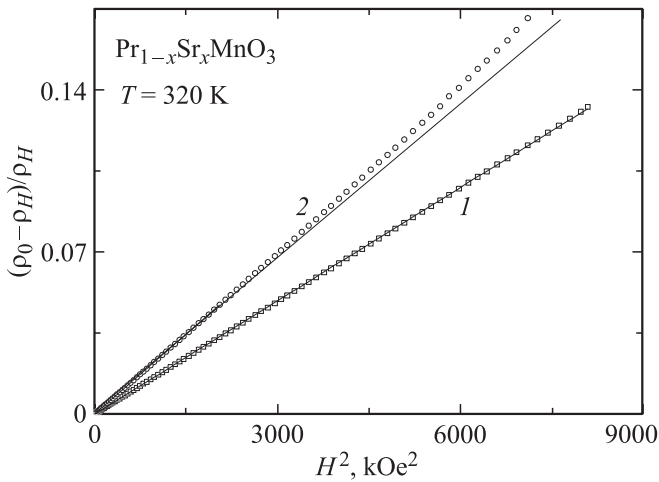


Рис. 2. Зависимость удельного электрического сопротивления $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ от магнитного поля при $T = 320$ К. 1 — $x = 0.22$; 2 — $x = 0.24$.

фирмы Quantum Design. Термоэдс измерялась в вакууме с помощью медь-константановых термопар. Образцы для измерений имели форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $10 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$. Индиевые электрические контакты наносились ультразвуковым паяльником.

На рис. 1 показаны температурные зависимости удельного электрического сопротивления (ρ) и термоэдс (S) для исследуемых образцов. В парамагнитной фазе зависимости $\rho(T)$ для обоих образцов различаются мало, однако при температуре ниже температуры Кюри $T_c \approx 170$ К различия становятся существенными. В области магнитного перехода на зависимости $\rho(T)$ для образца 1 наблюдается только слабое искажение монотонного роста сопротивления с понижением температуры, и при $T = 22$ К сопротивление достигает предельного значения для измерений на нашей экспериментальной установке: $\rho = 2 \cdot 10^6 \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$. А для

образца 2 вблизи T_c появляется интервал температур с положительным температурным коэффициентом сопротивления. При $T = 22$ К сопротивление образцов различается на 6 порядков. Зависимость термоэдс $S(T)$ для обоих образцов практически совпадает при температурах выше 100 К. Провести измерения при более низких температурах оказалось невозможным из-за большого сопротивления образцов.

На рис. 2 показана зависимость сопротивления исследуемых образцов от магнитного поля при $T = 320$ К, почти вдвое превышающей температуру Кюри. Видно, что $MR = (\rho_0 - \rho_H)/\rho_H$ линейно зависит от H^2 ($MR = BH^2$) в интервале (0–90) кЭ для образца 1 и в интервале (0–25) кЭ для 2. Экспериментальные значения коэффициента B равны: $1.5 \cdot 10^{-11} \text{ Oe}^{-2}$ для образца 1 и $2.3 \cdot 10^{-11} \text{ Oe}^{-2}$ для образца 2.

Результаты измерения температурных зависимостей динамической магнитной восприимчивости (χ') в интервале (2–350) К для исследуемых образцов приведены в [11]. В отличие от $\rho(T)$, $\chi'(T)$ для образцов 1 и 2 различается незначительно во всем интервале (2–350) К. При $T > T_c$ зависимость $1/\chi'$ от температуры отклоняется от линейной. Приблизительная линейная аппроксимация, в дальнейшем используемая для расчетов, дает $1/\chi' = -5495 + 31.7 T$.

3. Анализ и обсуждение результатов

1) Зависимость термоэдс от обратной температуры в парамагнитной фазе для обоих образцов удовлетворительно аппроксимируется линейной зависимостью (рис. 3), из которой следует, что $S = k/e[(\epsilon_S/kT) + S_0] \text{ mkV/K}$, где энергия активации термоэдс $\epsilon_S = 25.6 \text{ meV}$ и $S_0 = -0.72$. Для манганитов такая зависимость впервые наблюдалась для поликристаллического $\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ в [14]. Там же было отмечено, что ϵ_S существенно меньше энергии активации проводи-

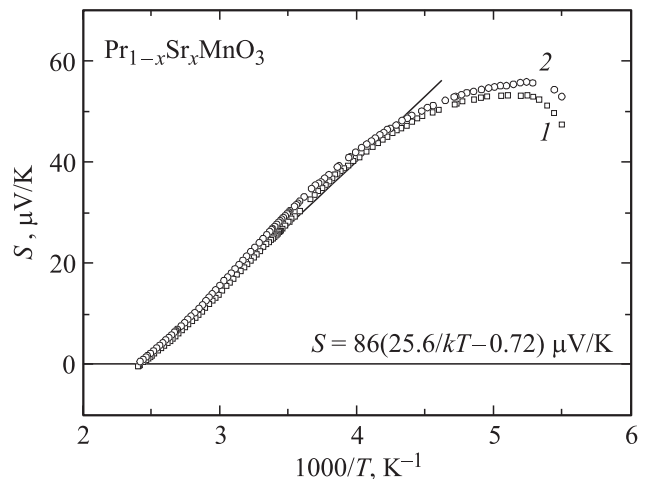


Рис. 3. Зависимость термоэдс от обратной температуры для $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$. 1 — $x = 0.22$; 2 — $x = 0.24$.

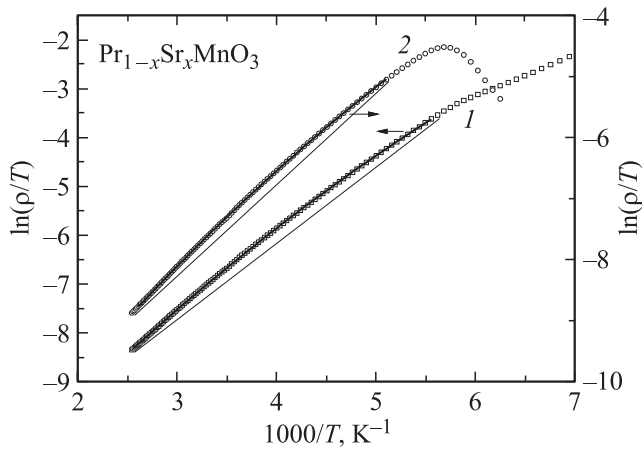


Рис. 4. Зависимость $\ln(\rho/T)$ от T^{-1} для $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$. 1 — $x = 0.22$; 2 — $x = 0.24$. Сплошная линия — аппроксимация квадратным полиномом.

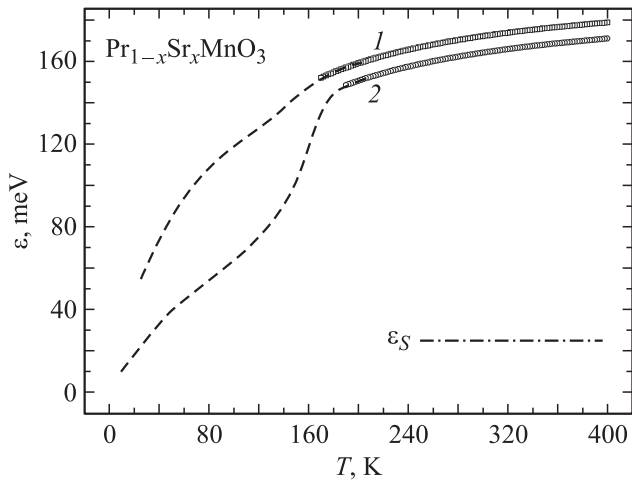


Рис. 5. Температурная зависимость вычисленной энергии активации для $\text{Pr}_{0.78}\text{Sr}_{0.22}\text{MnO}_3$ (1) и $\text{Pr}_{0.76}\text{Sr}_{0.24}\text{MnO}_3$ (2). Внизу справа показана величина энергии активации термоэдс.

мости (ϵ_ρ), и был сделан вывод о прыжковом полярном механизме переноса заряда. Такие же результаты в дальнейшем были получены и для других манганитовых соединений, например, в работах [10,15]. Как будет видно, неравенство $\epsilon_S < \epsilon_\rho$ выполняется и для исследуемых образцов (рис. 5). Величина S_0 для прыжкового механизма переноса заряда зависит от отношения числа носителей к общему числу центров локализации, т.е. от уровня легирования x . Для $x = 0.22-0.24$ теоретическая оценка S_0 [16] дает близкую к экспериментальному результату величину $S_0 \approx -1$.

2) Для определения энергии активации проводимости ϵ_ρ из экспериментальной зависимости $\rho(T)$ при $T > T_c$ мы воспользовались выражением

$$\rho = TA \exp(\epsilon_\rho/kT), \quad (1)$$

полученным в [7] для прыжковой проводимости в модели мелкодисперсного фазово-расслоенного состояния

манганитов. На рис. 4 приведены зависимости $\ln(\rho/T)$ от T^{-1} для обоих образцов при $T > T_c$. Видно, что линейная аппроксимация этой зависимости будет грубым приближением (для иллюстрации на рис. 4 рядом с экспериментальными зависимостями проведены прямые линии). Законы Мотта ($\epsilon_\rho \sim T^{3/4}$) и Шкловского–Эфроса ($\epsilon_\rho \sim T^{1/2}$) для описания наблюдаемой зависимости $\rho(T)$ также не применимы, так как логарифмические зависимости сопротивления от $T^{1/4}$ и от $T^{1/2}$ не аппроксимируются линейной зависимостью. Как видно из графика, экспериментальная зависимость $\ln(\rho/T)$ от T^{-1} в широком температурном интервале очень хорошо аппроксимируется квадратным полиномом (сплошная линия). Такие же результаты были ранее получены нами для других манганитовых соединений [16]. Например, для монокристаллического $\text{Eu}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$, в котором сопротивление в интервале температур 80–400 К монотонно увеличивается на 6 порядков, зависимость $\ln(\rho/T)$ от T^{-1} хорошо аппроксимируется квадратным полиномом во всем температурном интервале.

Используя значения коэффициентов a , b и c , полученные при подгонке экспериментальной зависимости квадратным полиномом $\ln(\rho/T) = aT^{-2} + bT^{-1} + c$, можно вычислить величины $\epsilon_\rho(T)$ и A

$$\epsilon_\rho = \epsilon_0(1 - T_p/T), \quad A = \exp(c), \quad (2)$$

где $\epsilon_0 = b$ и $T_p = a/b$.

Для образца 1: $\epsilon_0 = 198.6 \text{ meV}$, $T_p = 39.7 \text{ K}$, $A = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ Ohm} \cdot \text{cm} \cdot \text{K}^{-1}$ и для образца 2: $\epsilon_0 = 191.5 \text{ meV}$, $T_p = 42.6 \text{ K}$, $A = 9.1 \cdot 10^{-7} \text{ Ohm} \cdot \text{cm} \cdot \text{K}^{-1}$. На рис. 5 полученные таким способом зависимости $\epsilon_\rho(T)$ в интервале 180–400 К представлены графически (точки). Очевидно, что ϵ_0 — это энергия активации при бесконечно высокой температуре, а T_p — температура, при которой энергия активации обратилась бы в ноль при сохранении данного механизма переноса заряда. Однако теоретической модели, из которой бы следовала наблюдаемая зависимость, нет.

Электрическое сопротивление при прыжковом механизме переноса заряда экспоненциально зависит не только от величины (ϵ_ρ/kT) , но и от отношения длины прыжка между центрами локализации (R) к радиусу локализации (r): $\rho \sim \exp(\epsilon_\rho/kT + R/r)$. В общем случае это приводит к зависимости энергии активации от температуры. Не зависящая от температуры энергия активации наблюдается при $(\epsilon_\rho/kT) \ll (R/r)$ (сильная локализация, прыжки по ближайшим соседним центрам), либо при $(\epsilon_\rho/kT) \gg (R/r)$ (слабая локализация) [12,17]. При оценке величины (R/r) авторы [6,7] предположили, что по порядку величины она равна $(x_c/x)^{1/3}$. Для исследуемых образцов $(x_c/x)^{1/3} \approx 1$, а величина (ϵ_ρ/kT) изменяется от 8 ($T = 200 \text{ K}$) до 4 ($T = 400 \text{ K}$). Учитывая, что в состоянии фазового расслоения значение R/r может существенно отличаться от $(x_c/x)^{1/3}$, мы считаем, что для исследуемых образцов не выполняется строго ни одно из неравенств, только при $T > 400 \text{ K}$ $\epsilon_\rho/kT \ll R/r$, и $\epsilon_\rho = \epsilon_0$ не зависит от температуры.

3) В модели мелкодисперсного фазового расслоения манганитов в парамагнитной фазе перенос электрического заряда осуществляется прыжками электронов между ферромагнитно коррелированными каплями (ферромагнитными поляронами, ферронами), хаотически расположенными в диэлектрической матрице. Система ферронов характеризуется их концентрацией n , числом атомов марганца в ферроне N_{eff} и характерным размером феррона l . Полученные в [7] формулы для $\rho(T)$, $MR(H)$ и $\chi(T)$ позволяют определить перечисленные параметры из экспериментальных зависимостей этих величин, что и было реализовано авторами с использованием экспериментальных результатов для нескольких поликристаллических манганитных соединений различного состава с энергией активации — 150 meV. Сделав аналогичные оценки по результатам наших измерений для образца 1: $A = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ Ohm} \cdot \text{cm} \cdot \text{K}^{-1}$, $B = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ Oe}^{-2}$ и $1/\chi' = -5495 + 31.7T$, и используя такие же значения физических параметров, входящих в формулы, как и в [7], мы получили: $n = 1.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($1.8 \cdot 10^{18}$), $N_{\text{eff}} = 190$ (200), $l = 3.2 \text{ nm}$ (1.7). В скобках указаны значения параметров, полученные в [7] для манганита $\text{Pr}_{0.71}\text{Ca}_{0.29}\text{MnO}_3$. Для образца 2 значения параметров получаются практически такими же, поскольку зависимости $\chi'^{-1}(T)$ и коэффициенты A и B различаются незначительно. Учитывая оценочный характер этих расчетов, можно сказать, что подтверждается заключение авторов о близких значениях параметров ферронов для различных манганитов в фазово-расслоенном состоянии. Сравнение концентрации ионов Mn, сосредоточенных в каплях ($n \cdot N_{\text{eff}} \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), с их общей концентрацией в кристалле ($\sim 1.6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) показывает, что существенная часть ионов марганца сосредоточена в зарядово упорядоченных областях и не участвует в процессе переноса заряда. В [11] было показано, что такие области с размерами $\sim 10 \text{ nm}$ наблюдаются в исследуемых образцах даже при температурах выше 350 K. При вычислении параметров ферронов авторы [7] использовали линейную аппроксимацию $\ln(\rho/T)$ от T^{-1} , считая, что энергия активации не зависит от температуры, т.е. пренебрегая перколяционной экспонентой, а в данной работе было использовано значение предэкспоненты, полученное квадратичной аппроксимацией. Если приведенную на рис. 4 экспериментальную зависимость $\ln(\rho/T)$ от T^{-1} аппроксимировать прямой, то это приведет к увеличению A в ~ 3.6 раза и уменьшению характерной длины туннелирования всего в 1.3 раза, что при точности данных оценок несущественно.

4) Предполагая, что $\rho(T)$ в области магнитного перехода и при более низких температурах описывается выражением (1), и используя значение предэкспоненциального множителя A , полученное для парамагнитной фазы, вычислим зависимость $\varepsilon_\rho(T)$ для этой области температур непосредственно из экспериментальной зависимости $\rho(T)$. Результаты такого вычисления приведены на рис. 5 пунктиром. Для образца 2 в области перехода в ферромагнитное состояние определенная

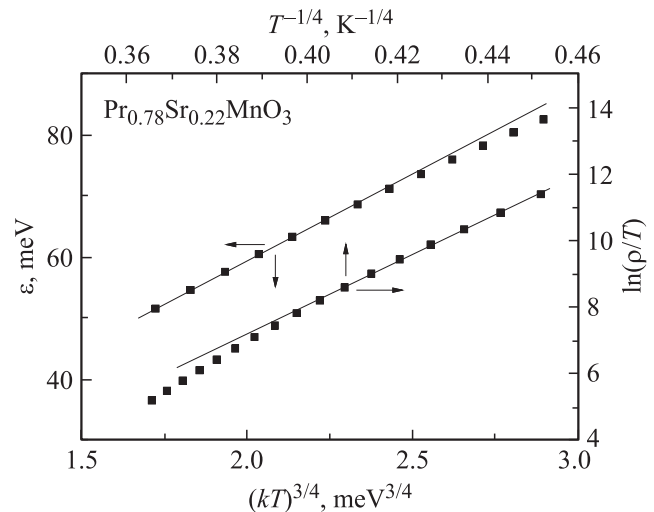


Рис. 6. Зависимости энергии активации ε_ρ от $(kT)^{3/4}$ и $\ln(\rho/T)$ от $T^{-1/4}$ для $\text{Pr}_{0.78}\text{Sr}_{0.22}\text{MnO}_3$.

таким образом энергия активации резко (скачкообразно) уменьшается, а для образца 1 в этом месте наблюдается только слабая аномалия на плавном уменьшении $\varepsilon_\rho(T)$ с понижением температуры.

Сопротивление образца 1 при низких температурах достигает очень больших величин, и можно предположить, что в этой области выполняется закон Мотта для VRH проводимости: $\rho \sim \exp(T_0/T)^{-1/4}$, где $T_0 = \beta/(g(\varepsilon_F)r^3)$, $g(\varepsilon_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми, r — радиус локализованного состояния, $\beta = 20$ -численный коэффициент [12]. Действительно, график $\ln(\rho/T)$ от $T^{-1/4}$ хорошо аппроксимируется линейной зависимостью (рис. 6) в интервале 24–36 K, из которой следует: $(T_0)^{1/4} = 64 \text{ K}^{1/4}$.

Проанализируем теперь зависимость энергии активации $\varepsilon_\rho(T)$, вычисленной из экспериментальной зависимости $\rho(T)$ в области низких температур. На рис. 6 она представлена в координатах $\varepsilon_\rho - (kT)^{3/4}$. Линейный участок в интервале 24–36 K также свидетельствует о Моттовском механизме проводимости $\varepsilon_\rho = (kT_0)^{1/4}(kT)^{3/4}$. Отсюда определена величина $(T_0)^{1/4} = 51.3 \text{ K}^{1/4}$. Исследование прыжковой проводимости в полупроводниках показало, что вывод о справедливости закона Мотта по линейной логарифмической зависимости сопротивления от $(T)^{-1/4}$ часто вызывает сомнения из-за малого интервала линейного участка [12]. Близость значений $(T_0)^{1/4}$, полученных двумя способами, является дополнительным подтверждением существования моттовской проводимости в интервале 24–36 K для образца 1.

5) Из перколяционной теории прыжковой проводимости [12] следует, что между областью низких температур, где выполняется закон Мотта, и областью высоких температур, где при выполнении условия $\varepsilon_\rho/kT \ll R/r$ прыжки носителей заряда происходят между ближайшими соседними центрами локализации, существует промежуточный интервал. В этом интервале энергия

активации уменьшается с понижением температуры, а длина прыжка увеличивается. Таким образом, перенос заряда происходит прыжками переменной длины (VRH-проводимость), но закон Мотта не выполняется, теоретического выражения для $\rho(T)$ для этого интервала нет. Величина энергии активации при температуре, ниже которой наблюдается моттовская проводимость, должна быть примерно втрое меньше энергии активации в режиме прыжков по ближайшим соседним состояниям. С этим теоретическим выводом согласуются результаты для образца 1. При $T = 36$ К $\varepsilon_\rho = 67$ meV (рис. 5) втрое меньше величины $\varepsilon_0 = 198$ meV. Верхняя граница промежуточного интервала находится при температуре выше 400 К.

Анализируя температурную зависимость электрического сопротивления манганитов в промежуточном интервале, необходимо учитывать, что в этом же интервале происходит магнитный переход и связанный с ним переход диэлектрик–металл для манганитов с уровнем легирования больше критического ($x \geq x_c$). Для исследуемых образцов $x < x_c$, и процесс образования металлических кластеров приводит только к уменьшению электрического сопротивления при уменьшении температуры в окрестности T_c , но не завершается появлением односвязного металлического кластера. Экспериментальная зависимость $\rho(T)$ не описывается в этом интервале экспоненциальным законом (1). Но при достаточно малом уровне легирования из-за слабой температурной зависимости электрического сопротивления металлической фазы зависимость $\rho(T)$ при $T < T_c$ определяется высокоомными участками (областями) проводящего кластера. В результате для образца 1 в промежуточном интервале образующиеся металлические кластеры влияют на зависимость $\rho(T)$, но при низких температурах $\rho(T)$ описывается законом Мотта. При большем легировании (образец 2) влияние металлических кластеров на зависимость $\rho(T)$ велико даже при $T = 4.2$ К $\ll T_c$. Поэтому приведенная на рис. 5 пунктиром зависимость $\varepsilon_\rho(T)$ не имеет физического смысла, за исключением интервала 24–36 К для образца 1.

Такие представления о механизмах переноса заряда в легированных манганитах согласуются с моделями, применяемыми при компьютерном моделировании [1,4], и были использованы нами в [9] при анализе экспериментальных результатов для $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$.

4. Заключение

Большая разница энергий активации термоэдс и проводимости свидетельствует о прыжковом поляронном механизме переноса заряда в исследованных манганитах в парамагнитной фазе.

Близкие значения параметров системы ферронов, полученные в данной работе и в [7], подтверждают заключение авторов [7] о примерно одинаковых значениях

этих параметров для различных манганитов в фазово-расслоенном состоянии. Однако в наших экспериментах обнаружена слабая, но очевидная зависимость энергии активации проводимости в парамагнитной фазе от температуры. Это означает, во-первых, что при анализе зависимости $\rho(T)$, как и предполагали авторы [7], необходимо учитывать перколяционную экспоненту и, во-вторых, что механизм прыжков по ближайшим локализованным состояниям может наблюдаться при температурах выше 400 К. При температурах, использованных в наших исследованиях, имеет место VRH-проводимость для т.н. промежуточного интервала. При $T > T_c$ $\rho(T)$ описывается активационным законом (1) с зависящей от температуры энергией активации. Зависимость $\varepsilon_\rho(T)$ (2) получена экспериментально, теоретическая модель, из которой бы она следовала, нам не известна. При $T \leq T_c$ активационная зависимость $\rho(T)$ искажается образующимися металлическими конечными кластерами, и определить экспериментально в этом интервале температур энергию активации нельзя. Но при низких температурах и при достаточно малом легировании VRH-проводимость подчиняется закону Мотта.

Большая разница в температурных зависимостях электрического сопротивления ниже T_c и практически совпадающие зависимости магнитной восприимчивости для двух исследованных образцов; обнаруженные нейтронографическими исследованиями области зарядового упорядочения при высоких температурах; меньшее количество ионов марганца, сосредоточенных в ферронах (т.е. участвующих в переносе заряда), чем их общая концентрация, объясняются в рамках перколяционной теории. Перенос заряда в исследованных манганитах происходит через односвязный токнесущий кластер, конфигурация которого при $T > 400$ К постоянна, а при $T \leq 400$ К — зависит от температуры.

Список литературы

- [1] E. Dagotto. Nanoscale phase separation and colossal magnetoresistance. Springer-Verlag, Berlin (2003). 467 p.; E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo, E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo. Phys. Rep. **344**, 1 (2001).
- [2] Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин. УФН **171**, 121 (2001).
- [3] E. Dagotto. New J. Phys. **7**, 67 (2005).
- [4] М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева. ЖЭТФ **143**. В печати. (2013).
- [5] M. Mayr, A. Moreo, Jose A. Vergés, J. Arispe, A. Feiguin, E. Dagotto. Phys. Rev. Lett. **86**, 135 (2001).
- [6] М.Ю. Каган, К.И. Кугель. УФН **171**, 577 (2001).
- [7] К.И. Кугель, А.Л. Рахманов, А.О. Сбойчаков, М.Ю. Каган, И.В. Бродский, А.В. Клапцов. ЖЭТФ **125**, 648 (2004).
- [8] N.G. Bebenin, R.I. Zainullina, V.V. Mashkautsan, V.V. Ustinov, Ya.M. Mukovskii. Phys. Rev. B **69**, 104434 (2004).
- [9] Э.А. Нейфельд, В.Е. Архипов, Н.А. Тумалевич, Я.М. Муковский. Письма в ЖЭТФ **74**, 630 (2001).
- [10] Н.И. Солин. ЖЭТФ **128**, 623 (2005).

- [11] С.Ф. Дубинин, С.Г. Теплоухов, В.Е. Архипов, В.Д. Пархоменко, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, Я.М. Муковский. ФТТ **49**, 704 (2007).
- [12] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979). 416 с.
- [13] C. Martin, A. Maignan, M. Hervieu, B. Raveau. Phys. Rev. B **60**, 12 191 (1999).
- [14] M. Jaim, M.B. Salamon, M. Rubinstein, R.E. Treese, J.S. Horwitz, D.B. Chrisey. Phys. Rev. B **54**, 11 914 (1996).
- [15] P.M. Chaikin, G. Beni. Phys. Rev. **13**, 647 (1976).
- [16] Э.А. Нейфельд, В.Е. Архипов, Н.А. Угрюмова, А.В. Королев, Я.М. Муковский. ФНТ **33**, 354 (2007). Э.А. Нейфельд, В.Е. Архипов, Н.А. Угрюмова, А.В. Королев, Я.М. Муковский. Сб. тр. НМММ-XXI, 569 (2009).
- [17] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М. (1974) 472 с.