

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. Нейфельд<sup>1</sup>, Н.А. Угрюмова<sup>1</sup>, В.Е. Архипов<sup>1</sup>, А.В. Королев<sup>1</sup>, С.Ф. Дубинин<sup>1</sup>, Я.М. Муковский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> 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.

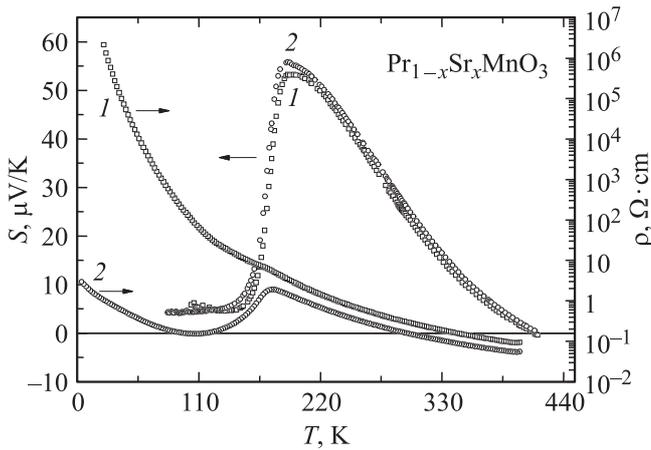
Экспериментальные исследования зависимости электрического сопротивления от температуры  $\rho(T)$  также нельзя считать завершенными. Большинство авторов считают, что перенос заряда в манганитах в диэлектрической фазе осуществляется прыжками электронов по ближайшим поляронным состояниям с независимой

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.

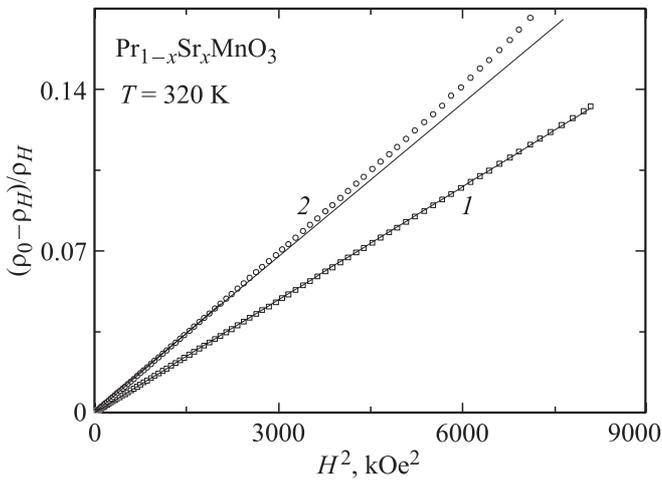
В данной работе измерения температурных зависимостей электрического сопротивления, термоэдс и магнитосопротивления выполнены на монокристаллических образцах  $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0.22$  и  $x = 0.24$ ), с которыми ранее были проведены эксперименты по рассеянию тепловых нейтронов [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 ( $\rho$ ) 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

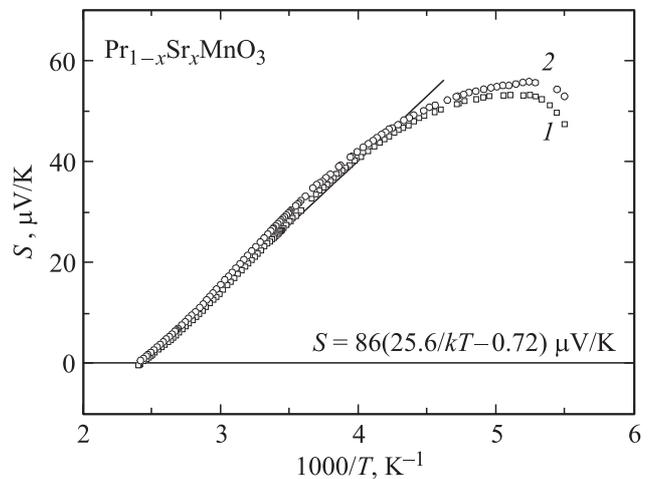
образца 2 вблизи  $T_c$  появляется интервал температур с положительным температурным коэффициентом сопротивления. При  $T = 22$  К сопротивление образцов различается на 6 порядков. Зависимость термоэдс  $S(T)$  для обоих образцов практически совпадает при температурах выше 100 К. Провести измерения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

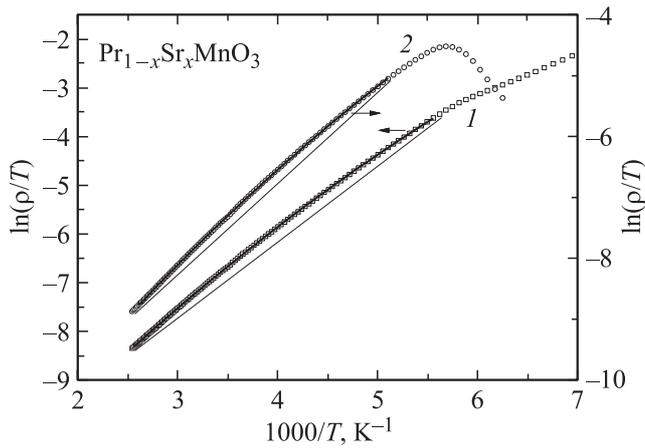
Результаты измерения температурных зависимостей динамической магнитной восприимчивости ( $\chi'$ ) в интервале (2–350) К для исследуемых образцов приведены в [11]. В отличие от  $\rho(T)$ ,  $\chi'(T)$  для образцов 1 и 2 различается незначительно во всем интервале (2–350) К. При  $T > T_c$  зависимость  $1/\chi'$  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

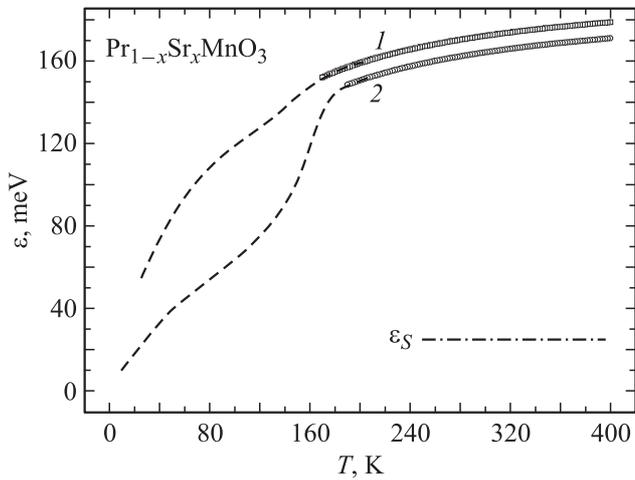
1) Зависимость термоэдс от обратной температуры в парамагнитной фазе для обоих образцов удовлетворительно аппроксимируется линейной зависимостью (рис. 3), из которой следует, что  $S = k/e[(\epsilon_S/kT) + S_0] \text{ mV/K}$ , где энергия активации термоэдс  $\epsilon_S = 25.6 \text{ meV}$  и  $S_0 = -0.72$ . 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  $\epsilon_S$  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 ( $\epsilon_\rho$ ), 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  $\epsilon_\rho$  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  $\epsilon_0$  — 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  $(\epsilon_\rho/kT)$ , 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  $(\epsilon_\rho/kT)$  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  $N_{\text{eff}}$  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  $\sim 3.6$  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

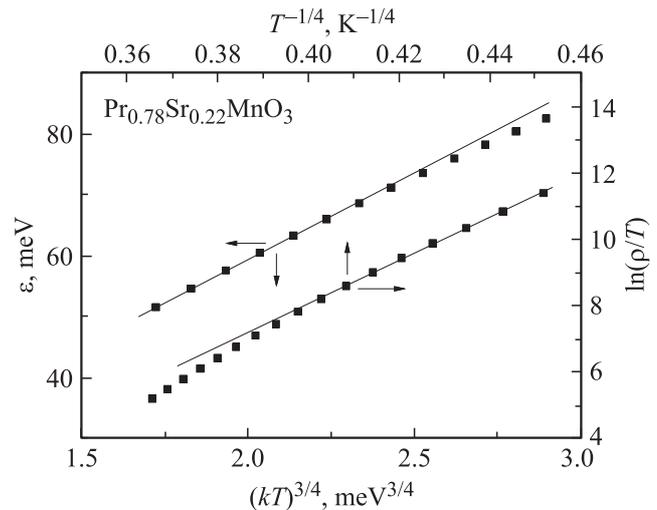


Рис. 6. Зависимости энергии активации  $\varepsilon_\rho$  от  $(kT)^{3/4}$  и  $\ln(\rho/T)$  от  $T^{-1/4}$  для  $\text{Pr}_{0.78}\text{Sr}_{0.22}\text{MnO}_3$ .

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.

Ближние 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. Скрыбин. 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.