

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТРАНСПОРТ В МАНГАНИТЕ $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ $(1 \text{ Тл} \leq H \leq 14 \text{ Тл})$

А. Г. Гамзатов^{a*}, *Т. А. Гаджимурадов*^a,

Женвен Ли^{b,c**}, *Ли Пи*^{b**}, *Юэн Чжан*^{b**}

^a *Институт физики им. Х. И. Амирханова ДагНЦ Российской академии наук
 367003, Махачкала, Россия*

^b *High Magnetic Field Laboratory, Chinese Academy of Science
 230031, Hefei, China*

^c *Department of Physics and Electronic Engineering, Hefei Normal University
 230061, Hefei, China*

Поступила в редакцию 30 мая 2015 г.

Проведен количественный анализ низкотемпературного минимума в электросопротивлении манганита $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$ в сильных магнитных полях (до 14 Тл). Показано, что поведение электро- и магнитосопротивления при низких температурах хорошо описывается моделью межгранульного спин-поляризованного туннельного переноса заряда. Согласно этой модели, сопротивление выражается через корреляционную функцию намагниченностей соседних гранул. Выражение для температурной и магнитно-полевой зависимостей этого коррелятора, полученное в работе [31], тщательно проанализировано и применено к исследуемому образцу поликристаллического манганита. Из анализа экспериментальных данных, получены основные параметры выбранной модели.

DOI: 10.7868/S0044451016010168

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы большой интерес представляют объекты, в которых проявляются эффекты спин-поляризованного транспорта [1–3]. Это связано, в первую очередь, с возможностью их практического использования (при изготовлении элементов спинтроники). Одним из таких объектов, в которых достаточно хорошо прослеживаются эффекты спин-поляризованного транспорта, являются манганиты [2, 4]. Механизму спин-поляризованного транспорта в слабых магнитных полях в манганитах посвящено большое количество работ [1–9], тогда как спиновому транспорту при сильных магнитных полях уделяется значительно меньше внимания [8, 10]. В данной работе проводится анализ низкотемпературного минимума на зависимости $\rho(T)$ в манганите $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$ в сильных магнитных полях.

Минимум при низких температурах на зависимости $\rho(T)$ наблюдается для большинства манганитов керамической природы [11–27]. Наличие минимума сопротивления при низких температурах или же рост сопротивления с понижением температуры при $T \rightarrow 0$ наблюдался в большинстве магнитных материалов различной природы. Минимумы, наблюдаемые в магнитных материалах, можно разделить на два вида: 1) минимум, связанный с межгранульным спин-поляризованным транспортом [11–15, 23, 26] (для магнитных материалов керамической природы и гранулированных структур); 2) минимум или рост сопротивления, связанный с возникновением антиферромагнитного обмена между моментами локализованных спинов и носителей тока (эффекта Кондо) [16, 17, 22, 27]. Возможен и третий, комбинированный вариант, когда сосуществуют оба этих механизма.

Как правило, все теоретические модели позволяют достаточно хорошо описывать экспериментальные результаты. При этом большинство авторов

* E-mail: gamzatov_adler@mail.ru

** Renwen Li, Li Pi, Yuheng Zhang

не обращает внимание на состояние материала, где этот минимум проявляется (монокристалл, поликристалл, пленка). К примеру, используя модель кондо-типа для интерпретации низкотемпературного минимума в керамических манганитах, авторы забывают, что в аналогичных составах монокристаллических манганитов этот минимум, как правило, отсутствует, хотя есть все предпосылки для наблюдения эффекта Кондо (примеси, неоднородности и т.д.). Как известно, эффект Кондо был обнаружен в чистых металлах (Au, Ag, Cu, Al и др.), в которых присутствуют незначительные количества примесей (Mn, Fe, Cr, Co и др.) с незаполненными электронными оболочками, обладающими отличным от нуля магнитным моментом [28]. Именно существование локализованных магнитных моментов атомов примеси служит критерием возникновения минимума сопротивления в чистых металлах [28]. Манганиты же относятся к магнитно-неоднородным объектам, в которых во всем температурном интервале присутствуют примеси (магнитные и немагнитные), и понятие «чистоты» для них неприемлемо и интерпретировать низкотемпературный минимум в гранулированных манганитах в рамках модели кондо-типа некорректно. В связи с этим использование модели кондо-типа для интерпретации низкотемпературного минимума в электросопротивлении поликристаллических манганитов выглядит сомнительно.

В рамках данной работы проведен подробный анализ низкотемпературного минимума на температурной зависимости электросопротивления манганита $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$ в интервале температур $5 \text{ K} \leq T \leq 50 \text{ K}$ в сильных магнитных полях, от 1 Тл до 14 Тл с использованием модели межгранульного спин-поляризованного туннелирования.

2. МОДЕЛЬ МЕЖГРАНУЛЬНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ

Теоретическая модель, учитывающая вклад спин-поляризованного туннелирования (СПТ) в магнитотранспорт гранулированных ферромагнитных систем в приближении среднего поля, была получена в работе [29]. Впоследствии эта модель была развита авторами работ [11–13] и применена для интерпретации низкотемпературного минимума в электросопротивлении в манганитах. Одними из первых модель межгранульного спинового транспорта для описания магнитосопротивления гранулированных ферромагнетиков использовали авторы работ [30]. В данной работе будем придерживаться идей, развитых в работах [11–13], для анализа и

интерпретации экспериментальных данных электросопротивления манганита $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$ в интервале температур 10–50 К и в магнитных полях до 14 Тл.

Ниже приведем некоторые качественные основы модели СПТ, в рамках которой будет проведен анализ. Суть модели заключается в том, что при низких температурах в нулевом магнитном поле магнитные моменты на границах ближайших зерен, между которыми происходит туннельный перенос заряда, ориентированы антипараллельно друг другу. Поскольку носители заряда подстраивают свой спин к спине магнитных ионов, вероятность туннелирования в этих условиях мала (нулевая при полной подстройке). С ростом температуры тепловая энергия «размораживает» магнитные моменты соседних гранул, облегчая туннелирование носителей заряда между зернами. Это приводит к уменьшению сопротивления с ростом температуры (наличию минимума).

Рассмотрим две соседние гранулы с антиферромагнитным расположением магнитных моментов (рис. 1а). Туннельная проводимость между гранулами i и j , находящимися в позициях \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j , определяется выражением

$$\sigma_{ij} = \sigma_0 \exp\{-k|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|\} (1 + \epsilon \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}_j),$$

где $k \sim \sqrt{2m^*u/\hbar^2}$, m^* и u — эффективная масса носителей и межгранулярный потенциальный барьер; \mathbf{n}_i — единичный вектор в направлении намагниченности i -го зерна; $\epsilon = P^2$ определяет спиновую поляризацию носителей в грануле ($P = (n_\uparrow - n_\downarrow)/(n_\uparrow + n_\downarrow)$).

Для описания межгранульного транспорта мы используем низшее и самое простое приближение, в котором в эффективной проводимости σ преобладающим является вклад от пар зерен (спиновых димеров) [11]. Электросопротивление для такого димера записывается следующим образом [11]:

$$\rho_{eff}(T, H) = \frac{\rho_0(T)}{1 + \epsilon \langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T, H}}, \quad (1)$$

где $\rho_0^{-1}(T) = \sigma_0 \langle \exp\{-k|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|\} \rangle_{pairs}$, усреднение проводится по пространственному распределению димеров и тепловых флуктуаций потенциального барьера внутри зерна; $\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T, H}$ — термодинамическое усреднение по состояниям димера при заданной температуре T и магнитном поле H . Флуктуациями обменного взаимодействия между спинами зерен и их длинами S пренебрегаем. Чтобы воспользоваться формулой (1), необходимо найти аналитическое выражение для спиновой корреляционной функции $\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T, H}$.

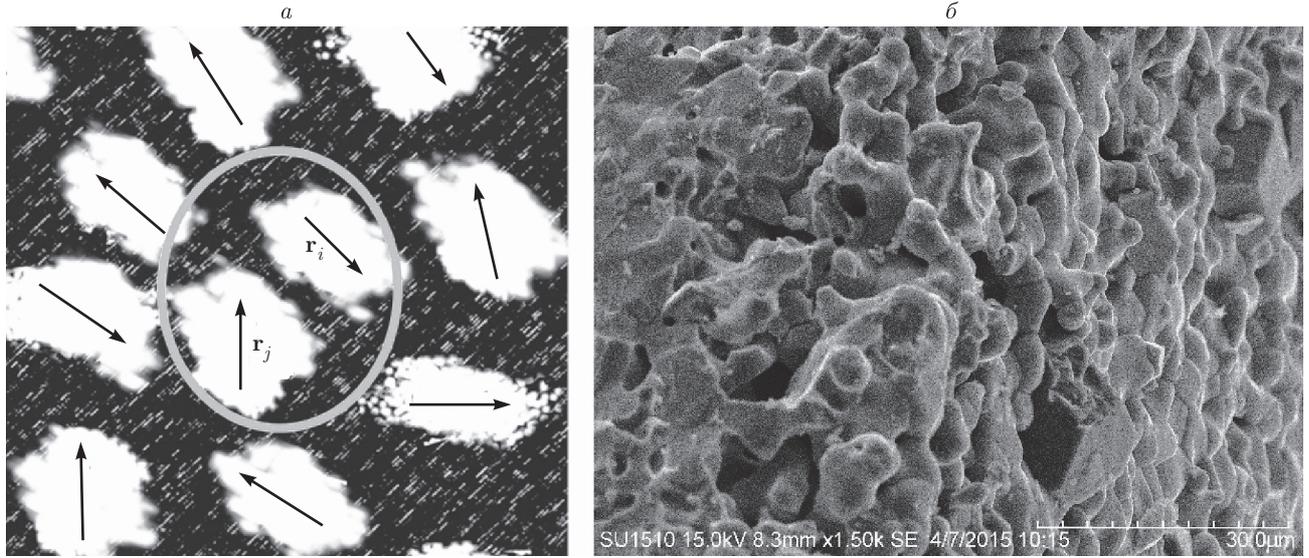


Рис. 1. а) Схематическое изображение димера; б) SEM-картинка поверхности образца $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$

В работе [31] получены аналитические выражения для статических спиновых корреляционных функций классической модели Гейзенберга, для сверхмалых систем спинов. Вкратце приведем основные результаты для димерной модели, полученные в работе [31].

Гамильтониан обменно связанного димера с классическими спинами \mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_2 длиной S в магнитном поле \mathbf{H} записывается в виде

$$H(\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2, \mathbf{H}) = J(\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{S}_1) - g\mu_B \mathbf{H} \cdot (\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2), \quad (2)$$

где J — обменный интеграл, g — g -фактор и μ_B — магнетон Бора. Статистическая сумма Z нормирована соответственно такому гамильтониану:

$$Z_2 = \frac{\iint \exp[-\beta H(\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2, \mathbf{H})] d\mathbf{S}_1 d\mathbf{S}_2}{\iint d\mathbf{S}_1 d\mathbf{S}_2} = \frac{1}{(4\pi)^2} \times \int_{|\mathbf{n}_1|=1} \int_{|\mathbf{n}_2|=1} \exp[-\beta H(S\mathbf{n}_1, S\mathbf{n}_2, \mathbf{H})] d\mathbf{n}_1 d\mathbf{n}_2, \quad (3)$$

где $\beta = 1/k_B T$ и k_B — постоянная Больцмана. Данная статистическая сумма может быть вычислена в явном виде [31]:

$$Z_2 = Z_2(a, b) = \exp\left(2a + \frac{b^2}{4a}\right) \sqrt{\frac{\pi}{4a}} \times \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{4a-b}{\sqrt{4a}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{4a+b}{\sqrt{4a}}\right) + 2 \operatorname{erf}\left(\frac{b}{\sqrt{4a}}\right) \right\} / 4b, \quad (4)$$

где

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$$

— функция ошибок и $a = \beta J_S$, $b = \mu_S \beta H$, $J_S = JS$, $\mu_S = g\mu_B S$. Далее дифференцируя выражение (4) по a , мы получаем искомый коррелятор, который с учетом обозначений a и b выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H} &= \frac{k_B T}{4J_S} - 1 + \frac{1}{2} \frac{\mu_S H}{2J_S} - \sqrt{\frac{k_B T}{\pi J_S}} \times \\ &\times \left\{ \left(1 + \frac{\mu_S H}{4J_S}\right) \exp\left\{-\frac{4J_S}{k_B T} \left(1 - \frac{\mu_S H}{4J_S}\right)^2\right\} - \right. \\ &- \left. \left(1 - \frac{\mu_S H}{4J_S}\right) \exp\left\{-\frac{4J_S}{k_B T} \left(1 + \frac{\mu_S H}{4J_S}\right)^2\right\} - \right. \\ &- \left. \frac{\mu_S H}{2J_S} \exp\left\{-\frac{(\mu_S H)^2}{4k_B T J_S}\right\} \right\} \times \\ &\times \left\{ \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{4J_S}{k_B T}} \left(1 - \frac{\mu_S H}{4J_S}\right)\right] - \right. \\ &- \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{4J_S}{k_B T}} \left(1 + \frac{\mu_S H}{4J_S}\right)\right] + \\ &\left. + 2 \operatorname{erf}\left(\frac{\mu_S H}{2\sqrt{k_B T J_S}}\right) \right\}^{-1}. \quad (5) \end{aligned}$$

В пределе нулевого магнитного поля, $H \rightarrow 0$ ($b \rightarrow 0$), мы имеем

$$\begin{aligned}
\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H} &\rightarrow \langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,0} = \\
&= \frac{1}{4a} + \frac{e^{-4a} + 8e^{-4a} - 1}{4a(e^{-4a} - 1)} - 1 = \frac{1}{2a} - \frac{1 + e^{-4a}}{1 - e^{-4a}} = \\
&= \frac{1}{2a} - \frac{e^{2a} + e^{-2a}}{e^{2a} - e^{-2a}} = \frac{1}{2a} - \text{cth}(2a) = \\
&= -L(2a) = -L\left(\frac{2J_S}{k_B T}\right), \quad (6)
\end{aligned}$$

где $L(x) = \text{cth}(x) - 1/x$ — функция Ланжевена.

Учитывая, что при низких температурах сопротивление определяется выражением $\rho_0(T) = \rho_0 + \rho_1 T^{3/2}$ (ρ_0 — остаточное сопротивление, температурно-зависящее слагаемое ответственно за спиновые процессы рассеяния внутри гранул), выражение (1) перепишем в следующем виде:

$$\rho_{eff}(T, H) = \frac{\rho_0 + \rho_1 T^{3/2}}{1 + \epsilon \langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H}}. \quad (7)$$

Воспользовавшись выражением (6) для случая $H = 0$, мы получим

$$\rho_{eff}(T, H = 0) = \frac{\rho_0 + \rho_1 T^{3/2}}{1 - \epsilon L(2J_S/k_B T)}. \quad (8)$$

Далее для магнитосопротивления получаем

$$\begin{aligned}
\frac{\Delta\rho}{\rho} &= \frac{\rho_{eff}(T, H)}{\rho_{eff}(T, 0)} - 1 = \frac{1 - \epsilon \langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H=0}}{1 - \epsilon \langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H}} - 1 = \\
&= \epsilon \frac{\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H} - \langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H=0}}{1 - \epsilon \langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H}}. \quad (9)
\end{aligned}$$

В дальнейшем для аппроксимации и анализа экспериментальных данных будем использовать соотношения (5)–(9).

В данной работе для аппроксимации экспериментальных данных с помощью формул (5)–(9) мы использовали наиболее распространенный метод градиента для целевой функции $F_{H=const}(\rho_0, \rho_1, \epsilon, J, \mu) = \sum_j [\rho_{eff}^j - \rho_{eksp}^j]^2$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 приведены экспериментальные данные температурной зависимости электросопротивления и магнитосопротивления в интервале температур 10–400 К и в магнитных полях до 14 Тл [32]. Общая картина поведения электросопротивления имеет характерный для большинства манганитов керамической природы вид, демонстрирующий переход металл–диэлектрик при $T_{MI} = 162$ К. При низких температурах ($T < 50$ К) на зависимости $\rho(T)$ наблюдается четко выраженный минимум, который с

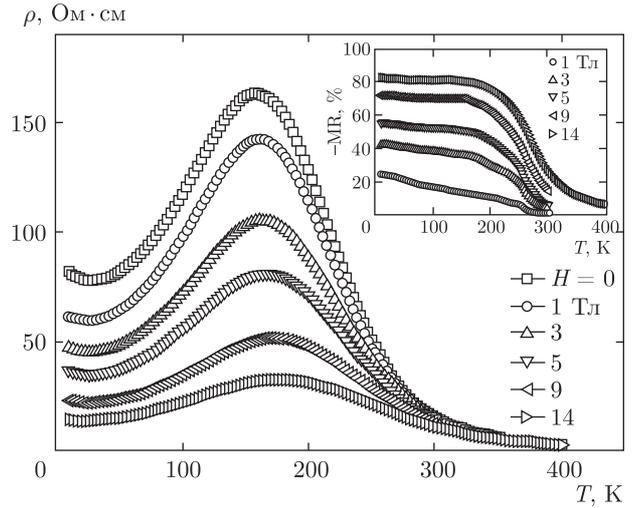


Рис. 2. Температурная зависимость электросопротивления образца $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$ в различных магнитных полях. На вставке зависимость $-\Delta\rho/\rho(T) = -\text{MR}$ при различных магнитных полях

ростом магнитного поля подавляется. Своим происхождением низкотемпературный минимум на зависимости $\rho(T)$ в поликристаллических манганитах обязан межгранульному рассеянию. На это указывает тот факт, что в манокристаллических манганитах минимум на зависимости $\rho(T)$ не наблюдается, и то, что с уменьшением размера гранул глубина минимума растет [7, 10]. В гранулированных ферромагнетиках в нулевом магнитном поле направления намагниченности соседних гранул ориентированы антипараллельно. Такое антиферромагнитное расположение магнитных моментов означает наличие энергетического барьера для носителей заряда на границе между двумя гранулами. Вероятность туннелирования носителей будет определяться взаимным расположением магнитных моментов соседних гранул. С ростом температуры тепловая энергия «размораживает» магнитные моменты соседних гранул, помогая носителям тока перескочить энергетический барьер под действием электрического поля, что приводит к уменьшению сопротивления с ростом температуры, при $T = T_{min}$ сопротивление проходит через минимум. При $T \geq T_{min}$ преобладают уже другие механизмы рассеяния (электрон–электронное, электрон–магнитное и т. д.), которые приводят к дальнейшему росту сопротивления с ростом температуры. Внешнее магнитное поле, ориентируя намагниченность в гранулах вдоль направления магнитного поля, создает тот же эффект, т. е. увеличивает проводимость, при этом минимум в $\rho(T)$ подавляется.

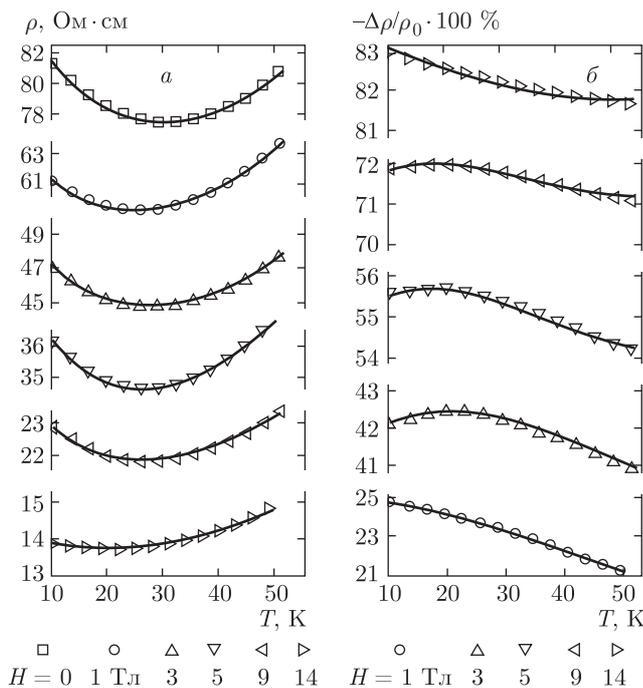


Рис. 3. Температурная зависимость электросопротивления (а) и магнитосопротивления (б) при различных магнитных полях в интервале температур $10\text{ К} \leq T \leq 50\text{ К}$. Линии аппроксимируются с помощью формул (6)–(9)

На рис. 3а приведены зависимости $\rho(T)$ в интервале температур 10–50 К в магнитных полях $H = 0, 1, 3, 5, 9, 14$ Тл. На рисунке видно, что с ростом магнитного поля глубина минимума уменьшается, но при этом нет полного подавления минимума даже в магнитном поле 14 Тл. О причинах такого поведения будет сказано ниже. Точки на рис. 3а соответствуют экспериментальным данным, а линии соответствуют аппроксимации с помощью формул (7) и (8) (параметры аппроксимации приведены в таблице). Видно, что используемая модель достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты, как в зависимости от температуры, так и в зависимости от магнитного поля.

На рис. 3б приведена зависимость $\Delta\rho/\rho_0(T, H)$ в интервале температур 10–50 К в магнитных полях $H = 1, 3, 5, 9, 14$ Тл, точки соответствуют экспериментальным данным, а сплошные линии соответствуют формуле (9). Здесь нужно отметить тот факт, что в интервале температур 10–50 К поведение $\Delta\rho/\rho_0(T)$ для каждого значения магнитного поля имеет несколько разные температурные зависимости. На зависимости $\Delta\rho/\rho_0(T)$ с ростом магнитного поля около $T = 20$ К появляется небольшой «горбик», который растет с полем и при $H = 14$ Тл полностью подавляется.

Как правило, для большинства манганитов поведение электросопротивления и магнитосопротивления при низких температурах имеют схожую температурную зависимость. Однако, как видно на рис. 3а,б, для образца $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$ поведение $\rho(H, T)$ и $\Delta\rho/\rho_0(H, T)$ сильно различается. Скорее всего, такое различие связано с тем, что здесь мы имеем несколько механизмов рассеяния с разными полевыми зависимостями.

На рис. 4 приведены зависимости $\Delta\rho/\rho_0$ от магнитного поля H при температурах $T = 10, 25, 50, 200$ К. Зависимости $\Delta\rho/\rho_0(H)$ при $T = 10, 25, 50$ К практически совпадают во всем интервале магнитных полей. На наш взгляд, такое поведение связано с тем, что в достаточно широком температурном интервале механизм рассеяния постоянен и не подвержен температурным изменениям. Зависимость $\Delta\rho/\rho_0(H)$ в сильных магнитных полях ($H > 0.5$ Тл) может как носить линейный характер [16, 27], так и иметь более сложную зависимость, как в нашем случае. Так, в работе [33] в рамках модели фазового расслоения показано, что для манганитов в немагнитическом состоянии в области слабых магнитных полей магнитосопротивление пропорционально H^2 , а в области сильных полей имеет более сложную зависимость от магнитного поля. Скорее всего, на полевую зависимость магнитосопротивления манганитов керамической природы при низких температурах влияет множество факторов: условия синтеза, химический состав, магнитное состояние образца, размер гранул и др.

Керамические (гранулированные) манганиты по сути своей представляют неоднородные системы, в которых каждую гранулу следует рассматривать как зерно, состоящее из сердцевины с радиусом R , приповерхностного слоя толщиной d [6, 7, 13, 34, 35] и поверхности с неколлинеарными магнитными областями [10]. В работе [35] с помощью спин-разрешенной фотоэмиссионной спектроскопии было показано, что свойства зерна и приповерхностного слоя сильно различаются. Сердцевина гранулы представляет собой магнитомягкую структуру с преимущественно ферромагнитным упорядочением, поверхностный слой представляет магнитотвердую структуру в суперпарамагнитном состоянии и обладает диэлектрическими свойствами [6, 20, 36]. Толщина приповерхностного слоя, которая может достигать 5 нм [3, 20, 35], а также плотность межзеренных контактов зависят от состава манганита и условий синтеза. Транспортные свойства такой керамики определяются границами зерен. Выражение для сопротивления таких образцов имеет вид

Таблица. Значения параметров аппроксимации с помощью формул (5)–(9); σ – среднеквадратичная ошибка

H , Тл	ρ_0 , Ом·см	ρ_1 , Ом·см/К ^{3/2}	$\epsilon[P = \epsilon^{1/2}]$	$J \cdot 10^{-22}$, Дж	$\mu \cdot 10^{-23}$, Дж/Тл	ρ_{min} , Ом·см	σ
0	44.91(5)	0.048(4)	0.48(7) [0.70]	5.84(6)	–	77.49	0.029
1	34.44(8)	0.043(9)	0.47(5) [0.69]	5.45(1)	1.63(5)	59.25	0.029
3	23.49(7)	0.031(8)	0.63(5) [0.80]	6.19(1)	2.41(8)	44.74	0.012
5	19.47(9)	0.022(1)	0.79(0) [0.89]	5.58(8)	1.93(1)	34.58	0.028
9	16.49(2)	0.012(3)	0.87(9) [0.94]	1.52(9)	0.36(2)	21.91	0.026
14	11.98(9)	0.006(1)	0.94(0) [0.97]	0.50(6)	0.11(0)	13.71	0.029

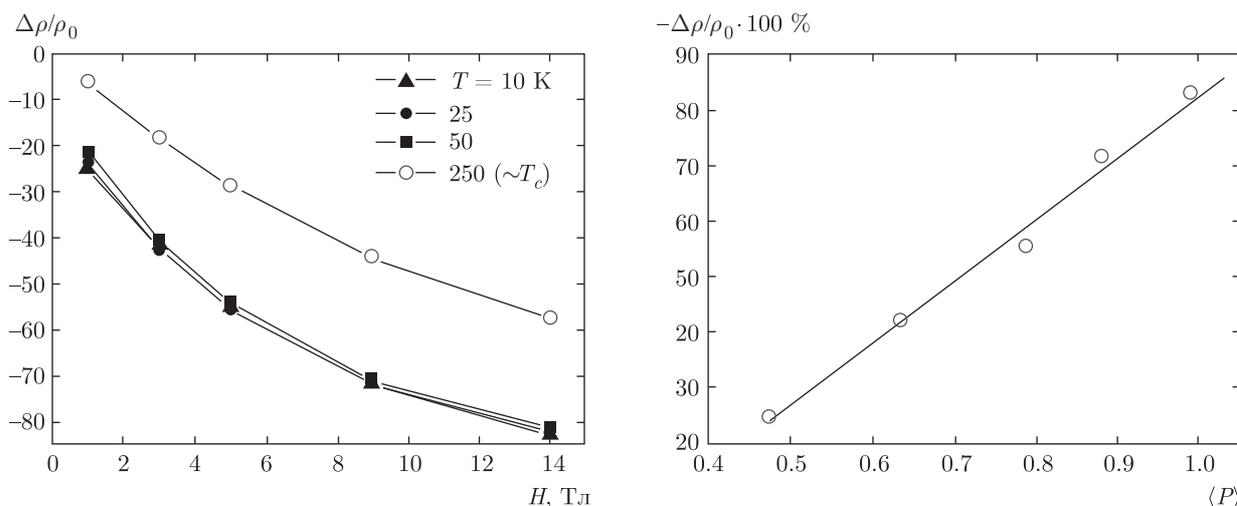


Рис. 4. Зависимости $\Delta\rho/\rho_0$ от магнитного поля при $T = 10, 25, 50, 200$ К. Точки — экспериментальные данные, линии для $T = 10, 25, 50$ К соответствуют аппроксимации с помощью формулы (9)

$\rho = \rho_0 + (L_1/L_0)\rho_1$, где ρ_0 — сопротивление сердцевинки гранулы со средним размером L_0 ($L_0 = 2R$), ρ_1 — сопротивление границы зерна со средней шириной L_1 ($L_1 = 2d$). Как правило, $\rho_1 \gg \rho_0$. При уменьшении размера гранул от микронных (10 мкм) до нанометровых (15–30 нм) сопротивление керамических образцов увеличивается на несколько порядков [7, 10]. Это означает, что основной вклад в измеряемую величину сопротивления вносят границы зерен. При уменьшении размера гранул до значений 10–30 нм низкополевое магнитосопротивление в манганитах перестает расти [10]. Дальнейшее уменьшение размера гранул приводит к росту вклада от высокополевого магнитосопротивления. Это связано с тем, что намагниченность образцов с наноразмерными гранулами значительно уменьшается с уменьшением размеров гранул [37], что говорит о существовании неколлинеарных магнитных областей на поверхности слоя зерна [10].

На рис. 4б приведена зависимость магнитосопротивления как функция от $\langle P \rangle$ при $T = 10$ К. Как видим, зависимость $\Delta\rho/\rho_0(P)$ имеет линейный характер. В работе [38] для гранулированных магнитных пленок Co–Al–O было показано, что при $P > 0.4$ зависимость $\Delta\rho/\rho_0(P)$ имеет линейный характер, а при малых значениях P ($P < 0.4$) имеем $\Delta\rho/\rho_0 \propto P^2$.

На рис. 5 приведены температурные и полевые зависимости корреляционной функции $\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H} \equiv \langle \cos \theta_{i,j} \rangle_{T,H}$ для $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$, определяемой с помощью формулы (5) при $H \neq 0$ и при $H = 0$ (где $\theta_{i,j}$ — угол между магнитными моментами соседних антиферромагнитно-упорядоченных гранул).

На рис. 5а приведены температурные зависимости корреляционной функции для образца $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$ в разных магнитных полях. Как видим на рис. 5а, при $T \rightarrow 0$ и $H \rightarrow 0$ функ-

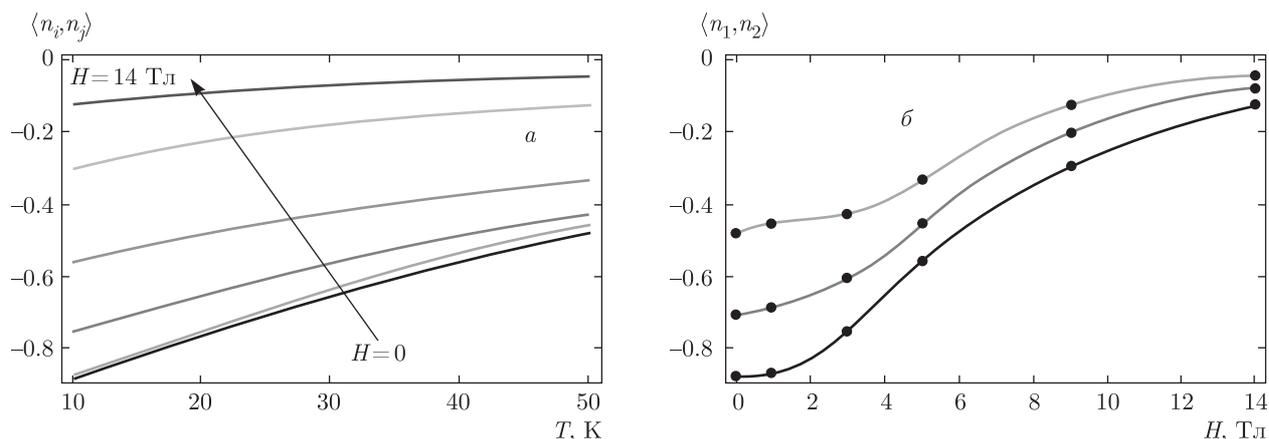


Рис. 5. Зависимость корреляционной функции для $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$ от температуры при разных значениях магнитного поля (а) и от магнитного поля при $T = 10, 25, 50$ К (б)

ция $\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H} \rightarrow -1$, т.е. магнитные моменты соседних гранул упорядочены антиферромагнитно. С ростом температуры вследствие роста тепловых флуктуаций наблюдается отклонение от антиферромагнитного упорядочения магнитных моментов соседних гранул. При $H = 0$ для $T = 10$ К мы имеем $\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H} \approx -0.882$, что соответствует углу $\theta \approx 151^\circ$, а для $T = 50$ К величина $\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H} \approx -0.479$, что соответствует $\theta \approx 118^\circ$. В работе [14] в рамках модели СПТ для образца $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ при $H = 0$ для $T = 5$ К было получено $\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle \approx -0.94$, что соответствует углу $\theta \approx 160^\circ$, а для $T = 60$ К получено $\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle \approx -0.415$, что соответствует $\theta \approx 115^\circ$. Приложение магнитного поля приводит к уменьшению по абсолютной величине корреляционной функции $\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H}$ (рис. 5а), т.е. подавлению антиферромагнитного упорядочения.

Как видим на рис. 5б, изменение корреляционной функции в зависимости от магнитного поля для разных температур (10, 25, 50 К) имеет разный характер. Область, где имеется наиболее сильная зависимость корреляционной функции от поля, сужается при увеличении температуры. Это обусловлено тем, что при увеличении температуры уменьшается разница между низкополевой и высокополевой корреляционными функциями. Последнее связано с тем, что, наряду с магнитным полем, температура вносит дополнительный вклад в разрушение антиферромагнитного порядка.

Предположение об антиферромагнитных корреляциях между гранулами по данным магнитных измерений на поликристаллических образцах манганитов также показывает отрицательное значение

корреляционной функции $\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H}$ [12, 14, 29]. Так, в работе [29] для поликристаллических образцов $\text{La}_{0.7-x}\text{Ho}_x\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ($x = 0, 0.15$) получили значения корреляционной функции -0.8788 и -0.63 соответственно для $x = 0$ и для $x = 0.15$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прослежена динамика изменения низкотемпературного минимума от магнитного поля в манганите $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$. С ростом магнитного поля при $T = 10$ К сопротивление уменьшается примерно в шесть раз и при этом наблюдается уменьшение глубины минимума, но полного подавления даже в магнитном поле 14 Тл не обнаружено. На наш взгляд, такая картина характерна для манганитов керамической природы с размером гранул меньше 100 нм [9, 10], когда вклад приповерхностных эффектов в транспорт носителей заряда становится определяющим. В крупнозернистых манганитах, каким является и наш исследованный образец $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$ (средний размер гранул 5–10 мкм, рис. 1б), даже небольшие магнитные поля должны полностью подавлять низкотемпературный минимум [8, 12, 14]. Этого не происходит по следующей причине — на низкотемпературный транспорт в нашем случае влияют два механизма, работающие в одну сторону: 1) граничное рассеяние, которое несет ответственность за низкотемпературный минимум, а также дает значительный вклад в туннельное магнитосопротивление, и 2) существование магнитно-фазового расслоения, т.е. наличие в ферромагнитной области антиферромагнитных включений. Наличие областей с магнитно-фазовым

расслоением в манганитах $\text{La}_{5/8-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{3/8}\text{MnO}_3$ при низких температурах ($T < T_C$), где проводящие ферромагнитные области сосуществуют с диэлектрическими антиферромагнитными областями, было показано в работе [39]. Магнитное поле легко преобразует антиферромагнитные области в металлические ферромагнитные и тем самым сопротивление в магнитном поле сильно уменьшается, рис. 3а. Как было сказано выше, здесь мы имеем два механизма, работающие в одну сторону: туннельное магнитосопротивление и магнитно-фазовое расслоение. Оба механизма приводят к уменьшению сопротивления при приложении магнитного поля, а используемая нами модель рассматривает только межгранульное туннелирование. На наш взгляд, наличие магнитно-фазового расслоения при низких температурах в образце $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$ может служить одной из возможных причин такой неожиданной зависимости J и μ от магнитного поля (см. таблицу). Значения параметров J и \tilde{m} в диапазоне магнитных полей $1 \text{ Тл} \leq H \leq 5 \text{ Тл}$ слабо меняются, это говорит о том, что в используемой нами модели для сильных магнитных полей ($H > 5 \text{ Тл}$), наряду с межгранульным туннельным вкладом, необходимо учитывать и другие вклады в магнитосопротивление (в нашем случае это вклад за счет магнитно-фазового расслоения).

В рамках модели межгранульного спин-поляризованного туннелирования, качественно и количественно проанализирован низкотемпературный минимум в электросопротивлении манганита $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$. В интервале температур $10 \text{ К} \leq T \leq 50 \text{ К}$ также проанализированы зависимости магнитосопротивления от температуры при различных магнитных полях. Получены зависимости корреляционной функции $\langle \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 \rangle_{T,H}$ от магнитного поля и от температуры для $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$. Получены усредненные значения поляризации $\langle P \rangle$ (см. таблицу) в зависимости от магнитного поля для $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$: $\langle P \rangle = 0.69$ при $H = 1 \text{ Тл}$ и $\langle P \rangle = 0.97$ при $H = 14 \text{ Тл}$. Результаты показывают, что основными механизмами, которые формируют низкотемпературные транспортные свойства в сильных магнитных полях в манганите $\text{La}_{0.5}\text{Ca}_{0.4}\text{Li}_{0.1}\text{MnO}_3$, являются граничное рассеяние и магнитно-фазовое расслоение.

Как видим, модель межгранульного туннелирования, предложенная в работах [11–13], несмотря на свою простоту, позволяет достаточно качественно описать низкотемпературный минимум в электросопротивлении манганитов.

Один из соавторов (А. Г. Г.) выражает искреннюю благодарность Е. Розенбергу и М. Ауслендеру из Ben-Gurion University of the Negev за помощь при описании теоретической модели, а также за ценные и полезные замечания. Также выражаем особую благодарность А. Б. Батдалову и З. З. Алисултанову за внимание к работе.

Работа выполнена в рамках программы ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и при финансовой поддержке Национального фонда естественных наук Китая (грант № 11304322), Фонда естественных наук Аньхойского образовательного центра Китая (грант № KJ2014ZD29) и научно-исследовательского Хэфэйского педагогического университета (грант № 2015TD02).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Ziese, Rep. Progr. Phys. **65**, 143 (2002).
2. K. Dorr, J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, R125 (2006).
3. Н. В. Волков, УФН **182**, 263 (2012).
4. V. N. Krivoruchko, A. I. D'yachenko, and V. Yu. Tarankov, Low Temp. Phys. **39**, 211 (2013).
5. H. Y. Hwang, S.-W. Cheong, N. P. Ong, and B. Batlogg, Phys. Rev. Lett. **77**, 2041 (1996).
6. P. Dey and T. K. Nath, Phys. Rev. B **73**, 214425 (2006).
7. M. A. Lopez-Quintela, L. E. Hueso, and J. Rivas, Nanotechnology **14**, 212 (2003).
8. A. Sadhu and S. Bhattacharyya, Chem. Mater. **26**, 1702 (2014).
9. S. K. Giri and T. K. Nath, J. Nanosci. Nanotechnol. **14**, 1209 (2014).
10. L. Balcells, J. Fontcuberta, B. Martinez, and X. Obradors, Phys. Rev. B **58**, R14697 (1998).
11. E. Rozenberg, M. Auslender, I. Felner, and G. Gorodetsky, J. Appl. Phys. **88**, 2578 (2000).
12. M. I. Auslender, E. Rozenberg, A. E. Kar'kin, B. K. Chaudhuri, and G. Gorodetsky, J. Alloy Comp. **326**, 81 (2001).
13. M. Auslender, A. E. Kar'kin, E. Rozenberg, and G. Gorodetsky, J. Appl. Phys. **89**, 6639 (2001).
14. А. Г. Гамзатов, А. Б. Батдалов, О. В. Мельников, О. Ю. Горбенко, ФНТ **35**, 290 (2009).

15. S. Das and T. K. Dey, *Bulletin of Materials Science* **29**, 633 (2006).
16. Y. Xu, J. Zhang, G. Cao, C. Jing, and S. Cao, *Phys. Rev. B* **73**, 224410 (2006).
17. G. Lalitha, P. Venugopal Reddy, *J. Alloy Comp.* **494**, 476 (2010).
18. M. Garcia-Hernandez, F. Guinea, A. De Andres, J. L. Martinez, C. Prieto, and L. Vazquez, *Phys. Rev. B* **61**(14), 9549 (2000).
19. P. Li, S. Yuan, X. Wang, Y. Wang, Z. Tian, J. He, S. Yuan, K. Liu, S. Ying, and C. Wang, *Sol. St. Comm.* **146**, 514 (2008).
20. К. А. Шайхутдинов, С. В. Семенов, Д. А. Балаев, М. И. Петров, Н. В. Волков, *ФТТ* **51**(4), 734 (2009).
21. T. Okuda, T. Kimura, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **60**, 3370 (1999).
22. J. Zhang, Y. Xu, Sh. Cao, Y. Zhang, and C. Jing, *Phys. Rev. B* **72**, 054410 (2005).
23. M. Battabyal and T. K. Dey, *Sol. St. Comm.* **131**, 337 (2004).
24. E. Rozenberg, *J. Appl. Phys.* **115**(3), 036101 (2014).
25. E. Rozenberg and M. I. Auslender, *J. Phys. Cond. Matt.* **14**(37), 8755 (2002).
26. K. Das, B. Satpati, and I. Das, *RSC Advances* **5**, 27338 (2015).
27. Y. Jin, X.-L. Qian, B. Lu, S.-X. Cao, and J.-C. Zhang, *RSC Advances* **5**, 2354 (2015).
28. J. Kondo, *Progr. Theor. Phys.* **32**(1), 37 (1964).
29. P. Raychaudhuri, K. Sheshadri, P. Taneja, S. Bandyopadhyay, P. Ayyub, A. K. Nigam, R. Pinto, S. Chaudhary, and S. B. Roy, *Phys. Rev. B* **59**(21), 13919 (1999).
30. J. S. Helman and B. Abeles, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1429 (1976).
31. O. Ciftja, M. Luban, M. Auslender, and J. H. Luscombe, *Phys. Rev. B* **60**, 10122 (1999).
32. R. Li, W. Tong, L. Pi, and Y. Zhang, *J. Magn. Magn. Mat.* **355**, 276 (2014).
33. А. О. Сбойчаков, А. Л. Рахманов, К. И. Кугель, М. Ю. Каган, И. В. Бродский, *ЖЭТФ* **122**, 869 (2002).
34. T. Zhang, T. F. Zhou, T. Qian, and X. G. Li, *Phys. Rev. B* **76**, 174415 (2007).
35. J.-H. Park, E. Vescovo, H.-J. Kim, C. Kwon, R. Ramesh, and T. Venkatesan, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1953 (1998).
36. A. K. Kar, A. Dhar, S. K. Ray, B. K. Mathur, D. Bhattacharya, and K. L. Chopra, *J. Phys. Cond. Matt.* **10**, 10795 (1998).
37. P. Lampen, A. Puri, M.-H. Phan, and H. Srikanth, *J. All. Comp.* **512**, 94 (2012).
38. J. Inoue and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **53**, R11927 (1996).
39. M. Uehara, S. Mori, C. H. Chen, and S.-W. Cheong, *Nature* **399**, 560 (1999).