

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ НА МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МАНГАНИТОВ ЛАНТАНА СОСТАВА $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ С АКТИВАЦИОННЫМ ТИПОМ ПРОВОДИМОСТИ

*С. А. Гудин**, *М. И. Куржин*, *Э. А. Нейфельд*,
А. В. Королев, *Н. Н. Гапонцева*, *Н. А. Угрюмова*

*Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
620990, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 10 июля 2015 г.

Предложен метод разделения наблюдаемого в манганитах магнитосопротивления (МС) на составляющие, соответствующие трем механизмам: «размерному», «ориентационному» и «магнитному». Первые два механизма связаны с расслоением вещества на ферромагнитную и неферромагнитную фазы, которые значительно различаются по величине электросопротивления. Размерный механизм МС обусловлен влиянием магнитного поля на размеры ферромагнитных включений. Ориентационный механизм МС определяется зависимостью электросопротивления от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных включений. Магнитный механизм МС определяется свойствами намагниченности ферромагнетика, в частности, особенностью Кюри – Вейсса на температурной зависимости магнитной восприимчивости в точке Кюри. Этот механизм существует в однородных веществах, хотя его величина может зависеть от магнитных свойств неоднородностей. Метод разработан для веществ с активационным типом проводимости и применен для анализа МС манганита состава $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ вблизи температуры Кюри, где наблюдается максимум МС. Размерный механизм МС оказался определяющим в магнитных полях H , превышающих поле магнитного насыщения H_s ($H > H_s$). Ориентационный, размерный и магнитный механизмы оказывают сравнимое влияние на МС при $H < H_s$. Влияние ориентационного механизма на МС сравнительно мало (не превышает третьей части полного МС), хотя этот механизм определяет гигантское МС в многослойных металлических пленках. Исследована возможность применения предложенного метода для анализа МС вблизи перехода диэлектрик–металл.

DOI: 10.7868/S0044451015110152

1. ВВЕДЕНИЕ

Зависимость электросопротивления ρ от магнитного поля H (магнитосопротивление (МС)) является одним из эффектов, используемых в устройствах для преобразования магнитных сигналов в электрические. Этим обусловлен интерес к поиску веществ с большими величинами отношения

$$\Delta\rho/\rho = (\rho(0) - \rho(H)) / \rho(H). \quad (1)$$

В настоящее время максимальные значения $\Delta\rho/\rho \gg 1$ обнаружены в манганитах лантана, допированных двухвалентными ионами Sr, Ca, Ba [1]. Их

МС получило название колоссального (КМС). Различные свойства таких манганитов обсуждались в обзорах [2–7]. Считается, что причиной КМС является переход диэлектрик–металл, поскольку такой переход сопровождается наиболее значительным изменением ρ . Проблема здесь в том, как обеспечить возможность влияния поля H на этот переход. Такая возможность связана с расслоением на металлическую и диэлектрическую фазы, которые значительно различаются не только по электрическим, но также и по магнитным свойствам. Предполагается, что металлическая фаза является ферромагнитной, а диэлектрическая — неферромагнитной (например, антиферромагнитной или парамагнитной) [2–7]. Один из механизмов влияния H на такое расслоение связан с увеличением размеров ме-

*E-mail: gudin@imp.uran.ru

таллической фазы $r(H)$ с ростом H . В этом смысле можно говорить о размерном механизме МС. Однако иногда удобнее анализировать влияние на концентрацию металлической фазы $c(H)$. Эта терминология используется при анализе влияния эффекта протекания на КМС [6]. Эффект протекания возникает при $c \approx c_{cr}$ [8]. Критическая концентрация c_{cr} определяется из условий отсутствия проводимости при $c < c_{cr}$ (если для простоты предположить, что диэлектрическая фаза имеет нулевую проводимость) и появления металлической проводимости при $c > c_{cr}$. Количественное описание полевой зависимости $r(H)$ разрабатывалось авторами работ [7, 9–12].

Расслоение на ферромагнитную и неферромагнитную фазы является причиной еще одного механизма МС, связанного с изменением взаимной ориентации магнитных моментов ферромагнитных включений. Такой ориентационный механизм определяет МС многослойных магнитных пленок [13, 14], известное под названием гигантского МС (ГМС) [15, 16].

В отсутствие других механизмов разделить размерный и ориентационный механизмы МС не представляло бы труда. Достаточно сравнить наблюдаемые величины МС в магнитных полях $H > H_s$ и $H < H_s$. Поле магнитного насыщения H_s определяется значением H , при котором магнитные моменты всех ферромагнитных включений ориентированы вдоль \mathbf{H} . Это означает, что ориентационный механизм МС не реализуется при $H > H_s$. Однако такой простой способ разделения наблюдаемого МС на составляющие оказался нереализуемым из-за существования третьего механизма МС. Мы будем для краткости называть его магнитным, поскольку он определяется свойствами намагниченности $\mathbf{M}(T, H)$, которые не связаны с переходом диэлектрик–металл. Наиболее важным из этих свойств является особенность Кюри–Вейсса на температурной зависимости магнитной восприимчивости χ вблизи температуры Кюри T_c [17]:

$$\chi(T) \propto (T - T_c)^{-1}. \quad (2)$$

Поскольку МС предполагает существование связи между электрическими и магнитными свойствами магниторезисторов, следует ожидать заметного влияния особенности $\chi(T)$ (2) на электросопротивление $\rho(T, H)$ вблизи T_c .

Разделение измеряемого МС на три составляющие требует третьего соотношения в дополнение к двум наборам экспериментальных данных для $\rho(T, H)$ при $H > H_s$ и $H < H_s$. Такое третье соотношение удалось получить, используя эксперименталь-

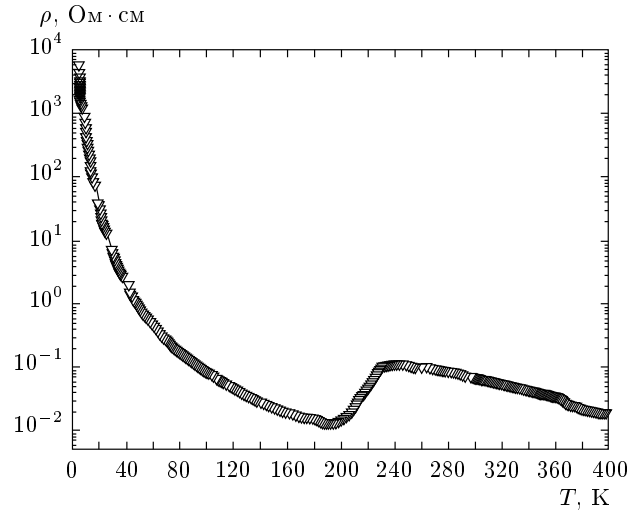


Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления исследуемого образца $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ в интервале $4.2 \text{ K} < T < 400 \text{ K}$

ные данные для манганита состава $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ с температурой $T_c \approx 226 \text{ K}$ [18, 19]. Температурная зависимость $\rho(T, 0)$ при $H = 0$ для этого вещества представлена на рис. 1 [18]. Активационный ход $\rho(T, 0)$ при $T > T_c$ и $T < 200 \text{ K}$ указывает на отсутствие перехода диэлектрик–металл. По этой причине состав $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ не является рекордсменом по величине $\Delta\rho/\rho$ (1) среди других манганитов. Однако активационный ход $\rho(T, H)$ при $T < 200 \text{ K}$ позволил идеально описать низкотемпературное МС, используя соотношение [18, 19]:

$$\rho(T, H) = \rho_0 \exp \left[\frac{\Delta - 2\mu_B |\mathbf{H} \pm \mathbf{H}_{ex}|}{k_B T} \right], \quad (3)$$

Δ — энергия активации носителей заряда без учета расщепления по спиновому квантовому числу в магнитном поле \mathbf{H} и обменном поле \mathbf{H}_{ex} :

$$\mathbf{H}_{ex}(T, H) = H_E \mathbf{M}(T, H) / M_0, \quad (4)$$

$H_E \approx (10^6 - 10^7) \text{ Э}$ — параметр обменного взаимодействия спинов носителей заряда и носителей магнитного момента, $\mathbf{M}(T, H)$ — намагниченность, $M_0 = M(0, H_s)$ — намагниченность насыщения при $T = 0$, μ_B — магнетон Бора, k_B — константа Больцмана. Знаки «+» и «-» в формуле (3) соответствуют параллельной и антипараллельной ориентациям полей \mathbf{H} и \mathbf{H}_{ex} .

В этой работе предложен метод разделения наблюдаемого МС на три упомянутые выше составляющие, соответствующие размерному, ориентационному и магнитному механизмам МС. Метод основан на

использовании результатов измерений $\rho(T, H)$ при $H > H_s$, $H < H_s$ и соотношений (3), (4). Как отмечалось выше, формулы (3), (4) идеально описывают низкотемпературное МС манганита состава $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$, в котором отсутствует переход диэлектрик–металл. Возможности использования предложенного метода для других манганитов обсуждаются в заключительном разделе статьи.

2. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МАНГАНИТОВ СОСТАВА $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ

Магнитные и резистивные измерения проводились на той же установке PPMS-9 фирмы Quantum Design (USA), как и в [18–20]. На рис. 2 приведены температурные зависимости удельного электросопротивления ρ для монокристаллического образца манганита лантана, который исследовался в [18–20] при других значениях внешних параметров. Дальнейший анализ этих кривых удобнее проводить, используя величины

$$\delta(T, H) = \frac{\rho(T, H) - \rho(T, H + \Delta H)}{\rho(T, H + \Delta H)}. \quad (5)$$

Значение $\Delta H = 10$ кЭ выбрано из условия $\Delta H \approx H_s$. Предполагается, что поле магнитного насыщения H_s не превышает 10 кЭ. Полученные $\delta_{exp}(T, H)$ из экспериментальных данных (рис. 2) приведены

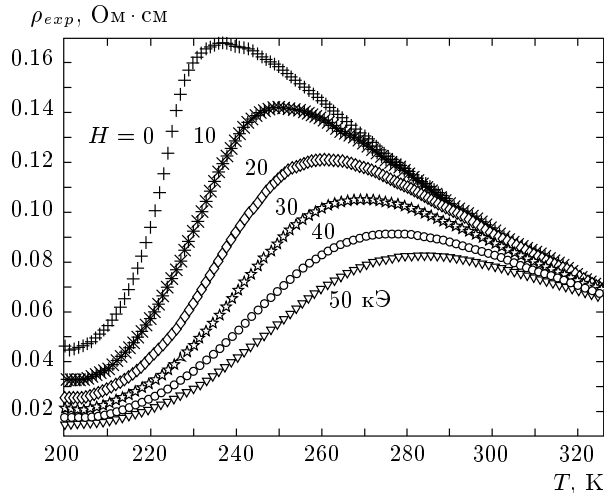


Рис. 2. Температурные зависимости электросопротивления $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ в интервале $200 \text{ K} < T < 320 \text{ K}$ при разных значениях магнитного поля H

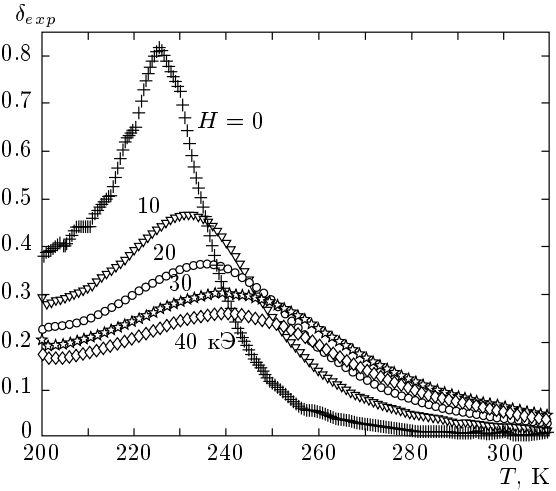


Рис. 3. Температурные зависимости величин $\delta_{exp}(T, H)$ при разных значениях магнитного поля H , полученные из кривых $\rho(T, H)$ (рис. 2) по формуле (6)

на рис. 3. Кривая $\delta_{exp}(T, 0)$ при $H = 0$ описывает МС при $H < H_s$. Остальные кривые $\delta_{exp}(T, H)$ на рис. 3 соответствуют МС в полях $H > H_s$, в которых ориентационный механизм МС не реализуется.

Следующий шаг — выделение из кривых $\delta_{exp}(T, H)$ составляющей, обусловленной магнитным механизмом МС. Предлагаемая процедура включает в себя построение зависимости $\delta_{th}(T, H)$ из рассчитанных температурных зависимостей электросопротивлений на основе формул (3), (4) и относительной намагниченности

$$\mathbf{m}(T, H) = \mathbf{M}(T, H)/M_0, \quad (6)$$

которая определяет обменное поле $H_{ex}(T, H)$ (4) в формуле (3) для $\rho(T, H)$. Предполагалось, что $m(T, H)$ является решением уравнения

$$m(T, H) = \text{th} \left\{ \frac{T_c m(T, H) + (\mu_B/k_B)H}{T} \right\}. \quad (7)$$

Уравнение (8) соответствует приближению молекулярного поля [16] для атомного поля спина $s = 1/2$ [21]. Мы сочли нецелесообразным привлекать для $m(T, H)$ более сложные уравнения, учитывая приближенный уровень оценок, полученных в нашей работе. Значение $T_c = 226 \text{ K}$ в уравнении (7) соответствует положению максимума на кривой $\delta_{exp}(T, 0)$ (рис. 3). Кривые $m(T, H)$ (8), соответствующие этому значению T_c , приведены на рис. 4.

Построение кривых $\delta_{th}(T, H)$ проводилось по формулам (3), (4) с учетом кривых $m(T, H)$ (рис. 4) и численных значений подгоночных параметров:

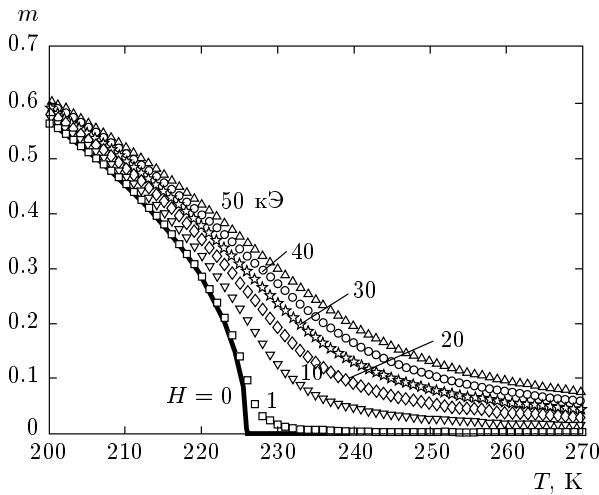


Рис. 4. Температурные зависимости для относительной намагниченности $m(T, H)$, вычисленные по формуле (8) для $T_c = 226$ К при разных значениях магнитного поля H . Расчет проводился в дискретных точках с шагом по температуре 0.5 К

$$T_0 = \Delta_0/k_B = 975 \pm 50 \text{ К}, \quad (8)$$

$$T_M = \mu_B H_E/k_B = 445 \pm 23 \text{ К}. \quad (9)$$

Параметр T_0 определялся по участку кривой $\rho(T, 0)$ (рис. 1) в интервале температур $260 \text{ К} < T < 360 \text{ К}$, на котором $M(T, H) = 0$. Параметр T_M определялся из условия минимума функции $\rho(T, 0)$ (13), (14) при $T = T_{min} = 200 \text{ К}$ (рис. 1):

$$\partial \rho(T_{min}, 0) / \partial T = 0. \quad (10)$$

Соотношения (3), (4) и (8) позволяют преобразовать условие (10) к виду

$$T_M = T_0 \left[m(T_{min}) - \frac{2(T_c - T_{min})}{T_{min} \operatorname{sh}(2T_c m(T_{min})/T_{min})} \right]. \quad (11)$$

Значение $T_M = 445 \text{ К}$ (9) получается из формулы (11) при $T_{min} = 200 \text{ К}$, $T_c = 226 \text{ К}$, $T_0 = 975 \text{ К}$, $\rho_0 = 0.0032 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Кривые для $\rho_{th}(T, H)$, соответствующие $m(T, H)$ (рис. 4) при значениях T_0 и T_M (8), (9), приведены на рис. 5. На рис. 6 приведены кривые для величины $\delta_{th}(T, H)$, которая определяется формулой (6) после замены $\rho(T, H)$ на $\rho_{th}(T, H)$.

Кривые для $\delta_{th}(T, H)$ (рис. 6) качественно похожи на кривые для $\delta_{exp}(T, H)$ (рис. 3). Однако есть заметные количественные различия. Во-первых, значения $\delta_{exp}(T, H)$ в максимумах по T при всех H значительно превышают соответствующие значе-

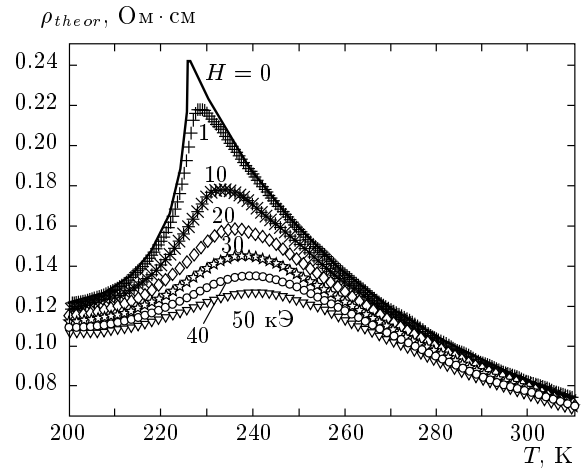


Рис. 5. Температурные зависимости $\rho_{th}(T, H)$, вычисленные по формулам (3), (4) для $m(T, H)$ (рис. 4) с $T_0 = 975 \text{ К}$, $T_M = 445 \text{ К}$, $\rho_0 = 0.0032 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ (9) при разных значениях магнитного поля H . Расчет проводился в дискретных точках с шагом по температуре 0.5 К

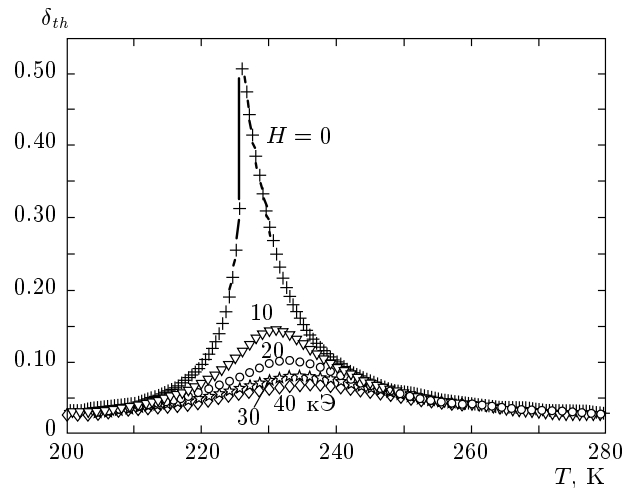


Рис. 6. Температурные зависимости величин $\delta_{th}(T, H)$ при разных значениях магнитного поля H , полученные из кривых $\rho(T, H)$ (рис. 5) по формуле (6). Расчет проводился в дискретных точках с шагом по температуре 0.5 К

ния $\delta_{th}(T, H)$ (рис. 7). Это означает, что величины $\delta_{th}(T, H)$, полученные для магнитного механизма МС в однородном веществе, описывают только часть наблюдаемого МС исследуемого манганита. Разность $(\delta_{exp}(T, H) - \delta_{th}(T, H))$ — это оставшая часть МС, которую следует приписать действию разнородного и ориентационного механизмов МС. Суще-

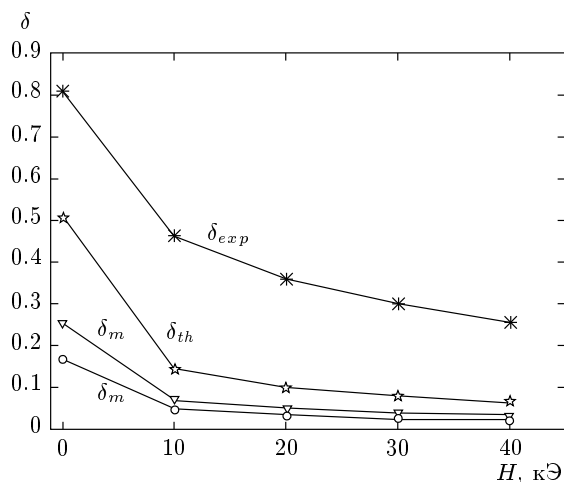


Рис. 7. Максимальные значения $\delta_{exp}(T_{max}, H)$, $\delta_{th}(T_{max}, H)$ и $\delta_m(T_{max}, H)$ (δ_m — треугольники и кружки соответственно для правой и для левой границ интервала (12))

ствование структурных и магнитных неоднородностей является необходимым условием их реализации.

Второе различие кривых $\delta_{th}(T, H)$ и $\delta_{exp}(T, H)$ относится к ширине их температурных максимумов ΔT_{th} и ΔE_{exp} . Величины отношений $\Delta T_{exp}/\Delta T_{th}$ лежат в пределах

$$2 < \Delta T_{exp}/\Delta T_{th} < 3. \tag{12}$$

Оценить точнее эту величину не удастся из-за значительной асимметрии максимумов $\delta_{exp}(T, H)$. Неравенство (12) указывает на основной недостаток кривых $\delta_{th}(T, H)$ (рис. 6). Эти кривые получены для однородного вещества с единым значением температуры $T_c = 226$ К для всего объема образца. Разброс T_c , обусловленный неоднородностями, должен увеличивать ширину максимумов $\delta_{th}(T, H)$. Такую уширенную кривую $\delta_{th}(T, H)$ удобно обозначить выражением $\delta_m(T, H)$. Мы исходили из того, что величины $\delta_m(T, H)$, $\delta_r(T, H)$ и $\delta_{or}(T, H)$, обусловленные магнитным, размерным и ориентационным механизмами МС, должны иметь сравнимые параметры ширины максимумов:

$$\Delta T_m \approx \Delta T_r \approx \Delta T_{or} \approx \Delta T_{exp}, \tag{13}$$

иначе максимум их суммарной величины

$$\delta_{exp}(T, H) = \delta_m(T, H) + \delta_r(T, H) + \delta_{or}(T, H) \tag{14}$$

имел бы тонкую структуру. Равенство площадей под

кривыми $\delta_{th}(T, H)$ и $\delta_m(T, H)$ означает, что их значения в максимумах по T связаны соотношением

$$\frac{\delta_{th}(T_{max}, H)}{\delta_m(T_{max}, H)} \approx \frac{\Delta T_{exp}}{\Delta T_{th}}. \tag{15}$$

Значения $\delta_m(T_{max}, H)$ для левой и правой границ интервала (12) обозначены на рис. 7 соответственно треугольниками и кружками.

Рисунок 7 позволяет оценить величины каждого из слагаемых в формуле (14), если учесть, что ориентационный механизм не влияет на величину $\delta_{exp}(T, H)$ при $H > H_s = 10$ кЭ. Основная погрешность в оценке величин $\delta_m(T, H)$, $\delta_r(T, H)$ и $\delta_{or}(T, H)$ связана с оценкой величины ΔT_{exp} (12). Интервалы величин $\delta_m(T_{max}, H)$, $\delta_r(T_{max}, H)$ и $\delta_{or}(T_{max}, H)$, соответствующие интервалу (12), определяются соотношениями

$$0.87 < \frac{\delta_r(T_{max}, H)}{\delta_{exp}(T_{max}, H)} < 0.91, \tag{16}$$

$$0.09 < \frac{\delta_m(T_{max}, H)}{\delta_{exp}(T_{max}, H)} < 0.13$$

при $H > 10$ кЭ и

$$0.46 < \frac{\delta_r(T_{max}, H)}{\delta_{exp}(T_{max}, H)} < 0.49,$$

$$0.21 < \frac{\delta_m(T_{max}, H)}{\delta_{exp}(T_{max}, H)} < 0.31, \tag{17}$$

$$0.2 < \frac{\delta_{or}(T_{max}, H)}{\delta_{exp}(T_{max}, H)} < 0.33$$

при $H < 10$ кЭ. Наиболее интересные, по нашему мнению, следствия из соотношений (16), (17) обсуждаются в заключительном разделе статьи.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Неравенства (16), (17) определяют величины МС, связанные с размерным ($\delta_r(T, H)$), магнитным ($\delta_m(T, H)$) и ориентационным ($\delta_{or}(T, H)$) механизмами. Предложенный способ разделения наблюдаемого МС на три перечисленные составляющие основан на сравнении экспериментальных данных в магнитных полях $H > H_s \approx 10$ кЭ, $H < H_s \approx 10$ кЭ и формул (3), (4) для расчета МС однородного вещества с активационным типом проводимости. Ниже излагается качественный анализ соотношений (16), (17) и выделены те результаты, которые трудно было предсказать заранее.

1. Согласно формулам (16) магнитный механизм (слагаемое $\delta_m(T, H)$ в (14)) слабо влияет на МС ис-

следованного манганита, как и в большинстве других ферромагнетиков. Однако влияние $\delta_m(T, H)$ мало только при $H > H_s \approx 10$ кЭ. Это влияние оказалось неожиданно большим при $H < H_s \approx 10$ кЭ (17). Возможно, что рост эффективности магнитного механизма обусловлен активационным типом проводимости изучаемого манганита. Благодаря зависимости от H энергии активации (3) —

$$\Delta(T, H) = \Delta - \mu_B H_{ex}(T, H) \quad (18)$$

— поле H может влиять на число носителей заряда. Две причины могут обеспечить рост величины $\delta_m(T, H)$ вблизи температуры Кюри T_c в формулах (16), (17). Одна из них — особенность Кюри–Вейсса (2). Эта причина существует во всех ферромагнетиках, поэтому одна она не может обеспечить обсуждаемый рост $\delta_m(T, H)$. Вторая причина связана с величиной энергии активации $\Delta(T, H)$ (18) вблизи максимума $\delta(T, H)$ при $T = T_{max}$ (рис. 3). Оценка

$$\Delta(T_{max}, H) \approx k_B T_{max}, \quad (19)$$

которая следует из (4) и (9), указывает на значительный рост числа носителей заряда при $T < T_c$. Обе причины вместе способны обеспечить аномально большую величину $\delta_m(T_{max}, 0)$ в соотношениях (17). Поскольку $\Delta(T, H) = 0$ при температуре перехода диэлектрик–металл, можно ожидать еще более значительного роста $\delta_m(T, H)$ в окрестности этой температуры.

2. Слагаемое $\delta_r(T, H)$ в (14), как следует из рис. 7, слабо зависит от H при $H > H_s \approx 10$ кЭ, если пользоваться определением (6) для $\delta(T, H)$. Мы предположили, что такая слабая зависимость сохраняется также при $H < H_s \approx 10$ кЭ, поскольку нам неизвестны механизмы ее усиления в слабых полях. В этом приближении размерный механизм МС оказался определяющим для изучаемого манганита, в котором отсутствует переход диэлектрик–металл. Переход диэлектрик–металл максимально увеличивает различие в электросопротивлении низкоомной и высокоомных фаз, поэтому следует ожидать значительного роста $\delta_r(T, H)$ в окрестности температуры такого перехода.

3. Ориентационный механизм МС, который описывается слагаемым $\delta_{or}(T, H)$ в (14), реализуется только в слабых полях $H < H_s \approx 10$ кЭ. Поскольку ориентационный механизм определяет эффект гигантского МС в многослойных металлических пленках [12–15], мы ожидали от него гораздо более значительного влияния на МС изучаемого манганита, чем это следует из соотношений (17). По-видимому, ори-

ентационный механизм является более эффективным для ферромагнитных металлов, чем для ферромагнитных полупроводников. В таком случае следует ожидать значительного роста $\delta_{or}(T, H)$ вблизи перехода диэлектрик–металл по сравнению с соотношениями (17).

Аргументы, изложенные в разд. 1–3, указывают на то, что для всех трех механизмов МС (размерный, ориентационный и магнитный) следует ожидать усиления в манганитах, испытывающих расслоение на металлическую и диэлектрическую фазы. Это означает, что проблема разложения МС на составляющие $\delta_m(T, H)$, $\delta_r(T, H)$ и $\delta_{or}(T, H)$ (14) остается актуальной также для манганитов с эффектом КМС, испытывающих переход диэлектрик–металл. Описанный выше метод такого разложения применим только для диэлектрической фазы с энергией активации носителей тока (18) $\Delta(T, H) \geq 0$. Описание МС в металлической фазе с $\Delta(T, H) < 0$ требует более сложной теории [22–26]. Однако, если максимум КМС окажется в точке перехода диэлектрик–металл, соответствующей значению $\Delta(T, H) = 0$, то формулы (3), (4) можно использовать для оценки величины $\delta_m(T, H)$ в этой точке.

Формулы (3), (4) содержат два подгоночных параметра T_0 и T_M (9). Параметр T_0 можно оценить по участку кривой $\rho(T, 0)$ в диэлектрической фазе выше T_c , как это было сделано для манганита $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$. Параметр T_M для $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ определяется из формулы (11), которая следует из условия минимума $\rho(T, 0)$ при $T = T_{min} < T_c$. Смена знака $\Delta(T, H)$ в точке перехода диэлектрик–металл исключает существование минимума на кривой $\rho(T, 0)$ для таких манганитов. Это создает трудности с оценкой параметра T_M , поскольку равенство (11) заменяется неравенством $T_M > T_0$, которое следует из условия $\Delta(T, H) < 0$, необходимого для перехода диэлектрик–металл. Такая неопределенность в величине T_M затрудняет оценку влияния магнитного механизма на наблюдаемое КМС. Однако эта трудность не будет иметь особого значения, если окажется, что $\delta_m(T, H)$ слабо влияет на величину $\delta(T, H)$ (14) в условиях КМС при изменении T_M в не очень широких пределах типа

$$T_0 < T_M < 1.5T_0. \quad (20)$$

Такого слабого влияния следует ожидать, поскольку магнитный механизм существует в диэлектрической фазе всех ферромагнетиков, а КМС не было обнаружено ни в одном из них, кроме допированных манганитов.

Влияние двух других механизмов (размерного $\delta_r(T, H)$ и ориентационного $\delta_{or}(T, H)$) на МС $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ удалось разделить из сравнения данных в слабых ($H < H_s$) и сильных ($H > H_s$) полях. Поскольку переход диэлектрик–металл не влияет на такой способ разделения, его можно применить для анализа КМС, если влияние магнитного механизма окажется несущественным.

Мы считаем наиболее важными следующие из полученных в этой статье результатов.

1. Полученные данные для манганита $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ согласуются с существующими представлениями об определяющем влиянии расслоения на низко- и высокоомную фазы на магнитосопротивление манганитов.

2. Магнитосопротивление, связанное с подмагничиванием носителей тока из-за обменного s - d -взаимодействия носителей тока с носителями магнитного момента, составляет заметную (до 1/3 части) величину в сравнении с магнитосопротивлением за счет фазового расслоения.

3. Предложен метод разделения наблюдаемого магнитосопротивления манганитов с проводимостью активационного типа на составляющие, обусловленные магнитным, размерным и ориентационным механизмами.

4. Указана возможность обобщения предложенного метода для анализа КМС манганитов, в которых существует переход диэлектрик–металл.

Авторы благодарят К. И. Кугеля и В. И. Окулова за ценные замечания, сделанные при обсуждении результатов этой работы. Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Квант» (“Quantum”), № 01201463332) при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-02-00260).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Jin et al., *Science* **264**, 413 (1994).
2. Э. Л. Нагаев, *УФН* **166**, 833 (1996).
3. Y. Tokura and Y. Tomioka, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 1 (1999).
4. H. Coey, M. Viret, and S. von Molnar, *Adv. Phys.* **48**, 167 (1999).
5. M. B. Salamon and M. Jaime, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 583 (2001).
6. E. Dagotto, *Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance*, Springer-Verlag, Berlin (2002), p. 452.
7. М. Ю. Каган, К. И. Кугель, *УФН* **171**, 577 (2001).
8. S. R. Broadbent and J. M. Hammersley, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **53**, 629 (1957).
9. A. L. Rakhmanov, K. I. Kugel, Ya. M. Blanter, and M. Yu. Kagan, *Phys. Rev. B* **63**, 174424 (2001).
10. А. О. Сбойчаков, А. Л. Рахманов, К. И. Кугель и др., *ЖЭТФ* **122**, 869 (2002).
11. К. И. Кугель, А. Л. Рахманов, А. О. Сбойчаков и др., *ЖЭТФ* **125**, 648 (2004).
12. E. L. Nagaev, *Phys. Lett. A* **238**, 299 (1998).
13. M. Baibich, J. Broto, A. Fert et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1998).
14. G. Binesch, P. Grunberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
15. H. Zabel, *J. Phys.: Condens Matter* **11**, 9303 (1999).
16. D. T. Pierce, J. Unguric, R. L. Celotta et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 290 (1999).
17. D. C. Mattis, *The Theory of Magnetism*, World Scientific Publishing Co (2006).
18. М. И. Куркин, Э. А. Нейфельд, А. В. Королев и др., *ФТТ* **53**, 896 (2013).
19. М. И. Куркин, Э. А. Нейфельд, А. В. Королев и др., *ЖЭТФ* **143**, 948 (2013).
20. С. А. Гудин, Н. Н. Гапонцева, Э. А. Нейфельд и др., *Изв. РАН, сер. физ.* **78**, 1142 (2014).
21. A. Arrott, *Phys. Rev.* **108**, 1394 (1957).
22. P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2271 (1987).
23. T. Valet and A. Fert, *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
24. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkemp et al., *Phys. Rev. B* **62**, 4790 (2000).
25. E. I. Rashba, *Phys. Rev. B* **62**, 16267 (2000).
26. A. Fert and H. Jaffres, *Phys. Rev. B* **64**, 184420 (2001).