

Механизмы проводимости в частично кристаллизованных пленках $(\text{La,Na})\text{MnO}_3$

А.И. Товстолыткин, Д.В. Горьков, А.И. Матвиенко

Институт магнетизма НАН Украины, пр. Вернадского, 36-б, г. Киев, 03142, Украина
E-mail: atov@imag.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 22 октября 2007 г.

Исследованы электрические и магниторезистивные свойства частично кристаллизованных пленок $(\text{La,Na})\text{MnO}_3$ в области перехода парамагнетик–ферромагнетик. Объекты изучения — пленки на поликоровых подложках, полученные методом магнетронного распыления при температурах подложки 300 и 500 °С. Выполнен анализ температурного поведения электрического сопротивления с целью установления границ соответствия экспериментальных данных существующим теоретическим моделям. Построена обобщенная картина эволюции механизмов проводимости при изменении температуры и режимов термообработки образцов. Показано наличие корреляции между характером температурного изменения магнитосопротивления и изменением механизмов проводимости. Установлены характеристические температуры, которые описывают границы областей, внутри которых доминирует определенный механизм проводимости.

Досліджено електричні та магніторезистивні властивості частково кристалізованих плівок $(\text{La,Na})\text{MnO}_3$ в області переходу парамагнетик–ферромагнетик. Об'єктами дослідження є плівки на полікорових підкладках, отримані методом магнетронного розпилення при температурах підкладки 300 та 500 °С. Виконано аналіз температурної поведінки електричного опору з метою встановлення меж відповідності експериментальних даних до існуючих теоретичних моделей. Побудовано узагальнену картину еволюції механізмів провідності при зміні температури та режимів термообробки зразків. Показано наявність кореляції між характером температурної зміни магнітоопору і зміною механізмів провідності. Встановлено характеристичні температури, що описують межі областей, всередині яких домінує певний механізм провідності.

PACS: **71.30.+h** Переходы металл–диэлектрик и другие электронные переходы;
75.47.Gk Колоссальное магнитосопротивление;
75.50.Kj Аморфные и квазикристаллические магнитные материалы;
75.70.Ak Магнитные свойства монослоев и тонких пленок.

Ключевые слова: механизмы проводимости, частично кристаллизованные пленки, замещенные манганиты, переход парамагнетик–ферромагнетик.

1. Введение

Замещенные манганиты лантана $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (где А — щелочной или щелочноземельный элемент) привлекают внимание исследователей богатым разнообразием физических свойств. Особый интерес представляет переход металл–диэлектрик, обычно наблюдаемый вблизи температуры Кюри и приводящий к эффекту колоссального магнитосопротивления, т.е. к резкому уменьшению электрического сопротивления манганитовых материалов под действием внешнего магнитного поля [1,2]. Главным образом

благодаря этому эффекту тонкие пленки замещенных манганитов рассматривают как перспективные материалы для разработки нового поколения сенсоров и устройств считывания магнитной информации [3,4]. Хотя исследования замещенных манганитов ведутся весьма интенсивно, природа такого поведения до конца не ясна [4,5].

Исследования показали, что в замещенных манганитах характер проводимости определяется магнитным состоянием этих систем [3,4]. Наличие ионов марганца в разных степенях окисления (Mn^{3+} и Mn^{4+}) и перенос электронов между ними (двойной обмен)

способствуют одновременному появлению ферромагнетизма и металлического характера проводимости [1–3]. В то же время ряд других эффектов (электрон-фононное взаимодействие, антиферромагнитный косвенный обмен, зарядовое и орбитальное упорядочение) препятствуют установлению ферромагнитного упорядочения и содействуют локализации носителей заряда. Если двойной обмен доминирует над другими взаимодействиями, то переходы парамагнетик–ферромагнетик и диэлектрик–металл происходят почти одновременно [3,4,6]. Это приводит к формированию пика электросопротивления вблизи температуры магнитного перехода T_C и является причиной сильного влияния магнитного поля на проводимость.

К настоящему времени поведение электрического сопротивления замещенных манганитов в высоко- и низкотемпературной (относительно пика электросопротивления) областях изучены достаточно детально [3,7,8]. В высокотемпературной области поведение электросопротивления в большинстве случаев соответствует модели, рассматривающей прыжковую проводимость малых поляронов в адиабатическом приближении [8,9]. Достаточно хорошо разработаны также модели, описывающие поведение замещенных манганитов в низкотемпературной области [3,7,10,11]. Данные же о поведении электросопротивления в переходной области часто противоречивы и нуждаются в уточнении [12,13].

В монокристаллических образцах температура пика магнитосопротивления и T_C практически совпадают [3,6]. В поликристаллических, сильно дефектных, аморфных и частично кристаллизованных образцах такая ситуация не наблюдается, и температурный интервал между пиком магнитосопротивления и T_C может достигать нескольких десятков градусов [12,14,15]. Таким образом, аморфные и частично кристаллизованные пленки — удобные объекты для исследования переходной области ввиду относительно большого температурного диапазона последней. Степень кристаллизации образца легко регулируется с помощью серии последовательных отжига [14–16].

Для исследования были выбраны манганиты лантана, легированные натрием. Этот выбор мотивирован тем, что, с одной стороны, введение натрия в подрешетку La может оказаться весьма полезным для улучшения магниторезистивных свойств, в частности, вблизи комнатной температуры [17–19]. Так, в работе [17] показано, что в объемных образцах $\text{La}_{1-x}\text{Na}_x\text{MnO}_3$ с увеличением содержания натрия температура Кюри T_C возрастает и достигает значений, превышающих комнатную температуру. При $x > 0,14$ T_C практически не зависит от содержания натрия. В этой области концентраций в полях $H = 15$ кЭ магнитосопротивление велико и может достигать 20% при температурах

более 300 К (у аналогичных стронцийзамещенных манганитов лантана типичными являются значения 7–13% [3,7,20]). С другой стороны, в процессе приготовления и последующей термообработки образцов натрия из-за высокой активности испаряется, вследствие чего создаются структурные вакансии, что дополнительно расширяет переходную область [17,21].

Цель данной работы — исследование электрических, магнитных и магниторезистивных свойств тонких пленок $\text{La}_{0,84}\text{Na}_{0,16}\text{MnO}_3$, определение механизмов проводимости в области перехода парамагнетик–ферромагнетик и особенностей их эволюции с увеличением степени кристаллизации образца. В свете возрастающего интереса к замещенным манганитам более детальное изучение явлений в области магнитного и резистивного переходов является актуальным и необходимым для построения обобщенной картины физики замещенных манганитов, без которой их практическое применение невозможно.

2. Приготовление образцов и детали эксперимента

Пленки состава $\text{La}_{0,84}\text{Na}_{0,16}\text{MnO}_3$ толщиной $d = 250$ нм и размерами 3×12 мм изготавливали на поликристаллических поликорковых подложках методом магнетронного распыления. Мишень для приготовления тонкопленочных образцов была синтезирована методом стандартной твердофазной реакции [17,19]. Выбор такого состава мотивирован наличием широкой переходной области вблизи T_C и высоких оценочных показателей магнитосопротивления и температуры Кюри [17,18]. При выборе состава мишени было учтено, что в процессе термообработки, которая необходима для изменения степени кристаллизации образцов, возможно уменьшение содержания натрия ввиду его высокой активности. Поэтому предпочтительней работать в области концентраций, для которых характерна слабая зависимость температуры магнитного перехода от содержания натрия, т.е. в области значений x от 0,12 до 0,16 [17,18,21].

Ранее на пленках $(\text{La},\text{Sr})\text{MnO}_3$ было показано, что образцы, полученные при температурах подложки $T_s < 350$ °С, полностью аморфные, а кристаллизация начинается лишь после термообработки при более высоких температурах [14,15,22]. Для получения более полной картины представляется интересным сравнить поведение пленок, полученных при температурах подложки как выше, так и ниже 350 °С.

В данной работе исследовали пленки, полученные при температурах подложки $T_s = 300$ °С (пленка 1) и $T_s = 500$ °С (пленка 2) в атмосфере смеси аргона (30%) и кислорода (70%). В обоих случаях давление газовой среды при напылении составляло $2 \cdot 10^{-2}$ торр. После приготовления пленки подвергали серии последова-

тельных отжигов при температурах $T_{\text{ann1}} = 400$ °С, $T_{\text{ann2}} = 600$ °С и $T_{\text{ann3}} = 750$ °С в одинаковых условиях. Длительность каждой термообработки составляла 4 ч.

Электрическое сопротивление пленок измеряли как функцию температуры и магнитного поля. Измерения проводили с помощью стандартной четырехзондовой методики в температурном интервале 77–350 К. Магнитосопротивление измеряли в полях до 15 кЭ и определяли как $MR = (R_0 - R_H)/R_0$, где R_0 — электрическое сопротивление в нулевом магнитном поле, а R_H — во внешнем поле H . Магнитное поле было приложено перпендикулярно плоскости пленки и направлению электрического тока.

3. Результаты эксперимента

3.1. Электрические свойства

На рис. 1 представлены температурные зависимости удельного сопротивления R_0 в отсутствие магнитного поля для неотожженных пленок 1 и 2. Со снижением температуры R_0 обеих пленок резко увеличивается, превышая 10^5 Ом·см при $T < 100$ К. Высокотемпературные области обеих зависимостей хорошо описываются выражением

$$R_{\text{pol}} = \text{const} \cdot T \exp(\varepsilon_0/k_B T), \quad (1)$$

предсказанным в модели прыжковой проводимости малых поляронов [9] (штриховые линии на рис. 1). Здесь ε_0 — энергия активации полярона, k_B — постоянная Больцмана. Энергии активации для первой и второй пленок равны соответственно 0,159 и 0,164 эВ. Полу-

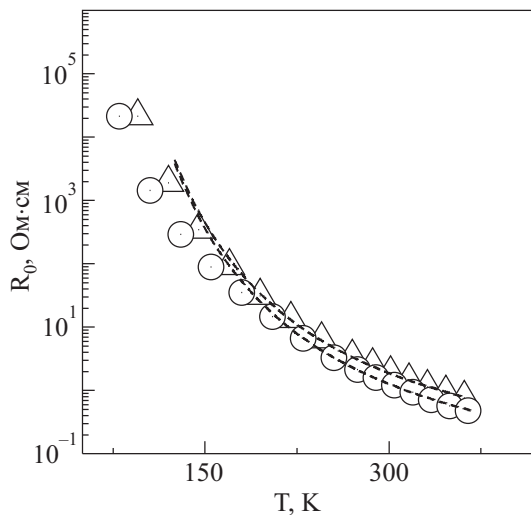


Рис. 1. Зависимость удельного электросопротивления неотожженных пленок 1 (Δ) и 2 (\circ) от температуры. Штриховые линии показывают расчетные зависимости $R_{\text{pol}}(T)$, наилучшим образом описывающие экспериментальные данные в области высоких температур.

ченные значения энергий близки к тем, что наблюдались в стронцийзамещенных пленках $(\text{La,Sr})\text{MnO}_{3-\delta}$ [14,22], что свидетельствует о подобии механизмов проводимости. В низкотемпературной области ($T < 150$ К) экспериментальные данные отклоняются от $R_{\text{pol}}(T)$. Причины этого будут обсуждаться ниже.

Эволюция температурных зависимостей сопротивления образца 1 при изменении температуры отжига T_{ann} показана на рис. 2. Термообработка при $T_{\text{ann1}} = 400$ °С незначительно уменьшает сопротивление и не изменяет общего характера зависимости $R_0(T)$. Лишь после отжига при $T_{\text{ann2}} = 600$ °С вид кривой $R_0(T)$ существенно изменяется: вблизи $T_{\text{max2}} = 145$ К наблюдается пик, вызванный появлением в образце кристаллических областей и началом формирования высокопроводящей ферромагнитной фазы [12,14,22]. После третьего отжига ($T_{\text{ann3}} = 750$ °С) пик удельного сопротивления смещается в сторону более высоких температур и достигает $T_{\text{max3}} = 166$ К. Абсолютное значение электросопротивления уменьшается с увеличением T_{ann} , что, очевидно, является результатом увеличения количества кристаллической фазы и связанным с ним уменьшением рассеяния электронов.

Особенности влияния термообработки на электрические свойства пленок $(\text{La,Na})\text{MnO}_3$ согласуются с таковыми, полученными для пленок других составов. Так, подобные результаты получены на пленках $\text{La}_{0,5}\text{Sr}_{0,5}\text{MnO}_3$ [12,15]. В этих работах максимум на температурной зависимости сопротивления неотожженного образца формировался лишь при температуре подложки $T_s > 550$ °С. В тонких пленках $\text{La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_3$, напыленных при $T_s = 150$ °С и

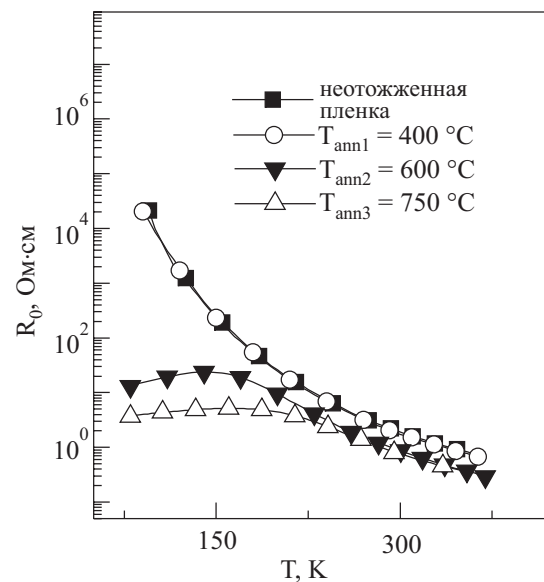


Рис. 2. Электрическое сопротивление пленки 1 как функция температуры измерений T и отжига T_{ann} .

отожженных при 700 °С, сопротивление достигало максимума при 245 °С [22]. Следует отметить, что кристаллизация натриевых систем, а вместе с ней и появление пика, происходит при более низких температурах отжига, чем стронциевых [12,14,22].

Поведение температурной зависимости удельного сопротивления пленки 2 аналогично пленке 1 с той лишь разницей, что максимум сопротивления достигается при более низких температурах — после второго и третьего отжига: $T_{\max 2} = 115$ К и $T_{\max 3} = 120$ К.

На рис. 3 показаны температурные зависимости удельного сопротивления обеих пленок после третьего отжига ($T_{\text{ann}3} = 750$ °С). Увеличение температуры подложки T_s приводит к смещению температуры пика не в сторону более высоких температур, как это наблюдалось в образцах, легированных стронцием [12,14,22], а в противоположную. При этом, вопреки ожиданиям, абсолютное значение электросопротивления увеличилось. Наиболее вероятная причина этого — уменьшение содержания натрия в образце при увеличении температуры подложки. Это согласуется с данными, полученными на объемных образцах $\text{La}_{1-x}\text{Na}_x\text{MnO}_3$ в работах [17,18,21].

3.2. Магниторезистивные свойства

Для более детального изучения перехода парамагнетик–ферромагнетик построим график зависимости магнитосопротивления MR от температуры и его эво-

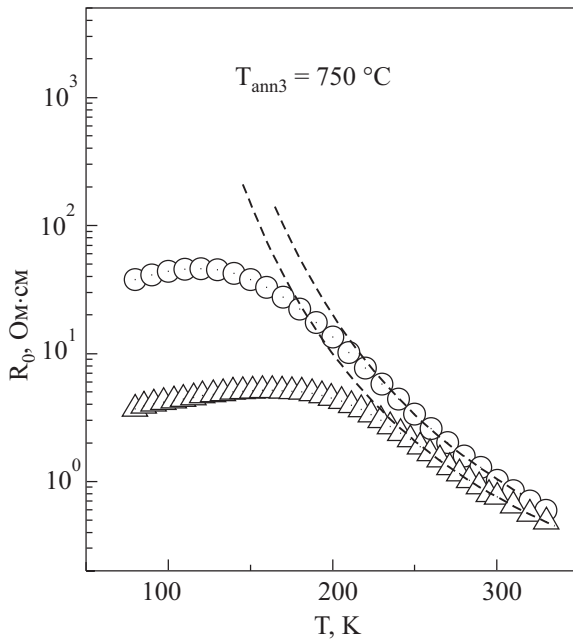


Рис. 3. Температурные зависимости удельного сопротивления пленок 1 (Δ) и 2 (\circ) после третьего отжига ($T_{\text{ann}3} = 750$ °С). Штриховые линии показывают расчетные зависимости $R_{\text{pol}}(T)$, наилучшим образом описывающие экспериментальные данные в области высоких температур.

люцию с отжигами (рис. 4). Измерения магнитосопротивления проводили в поле $H = 15$ кЭ. Характерные черты эволюции магнитосопротивления обеих пленок с отжигами подобны. Из рис. 4 видим, что магнитосопротивление уже присутствует в неотожженном образце в области низких температур. Первый отжиг ($T_{\text{ann}1} = 400$ °С) практически не влияет на характер зависимости $\text{MR}(T)$. С повышением температуры отжига T_{ann} температура появления магнитосопротивления (ее определяли как температуру, при которой значение магнитосопротивления начинало надежно превышать точность измерения — 4 %) увеличивается от 160 до 229 К для пленки 1 (от 195 до 223 К для пленки 2), что согласуется с данными, полученными на пленках (La,Sr)MnO₃ [12,14,22].

Следует отметить, что магнитосопротивление достигало своего максимума при температурах, превышающих температуру пика электросопротивления. При этом магниторезистивный эффект достиг наибольшего значения для температуры отжига $T_{\text{ann}2} = 600$ °С, а потом начал уменьшаться, что, возможно, также связано с уменьшением содержания натрия в пленке при увеличении значения T_{ann} .

Рассмотрим зависимость MR от напряженности магнитного поля. В области низких температур ($T < T_{\max}$) зависимость $\text{MR}(H)$ имеет «излом» вблизи некоего значения H_{cr} , а при $H < H_{\text{cr}}$ и $H > H_{\text{cr}}$ магнитосопротивление практически линейная функция магнитного по-

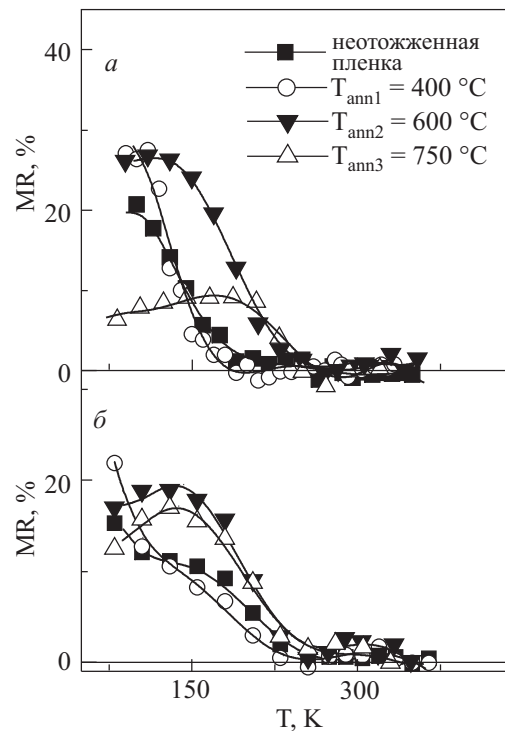


Рис. 4. Магнитосопротивление пленок 1 (а) и 2 (б) как функция температуры измерений T и отжига T_{ann} .

ля H (рис. 5). Значение H_{cr} зависит от режимов термообработки и в нашем случае изменяется от 1 до 4 кЭ (см. рис. 5).

Необходимо отметить, что в монокристаллах зависимость $MR(H)$ не имеет четко выраженного излома [3,23]. Наличие низкополевого компонента магнитосопротивления (low-field magnetoresistance (LFMR)), а также излома характерно для поликристаллических или неоднородных образцов манганитов [3,14,24,25]. В диапазоне сильных магнитных полей ($H > H_{cr}$) основной вклад в магнитосопротивление дает ферромагнитная фаза, а низкополевого компонент является результатом спинзависимого переноса заряда через области пониженной проводимости и дает опосредованную информацию о количестве и особенностях слабопроводящих включений [14,25]. Для образца 1 величина LFMR, определенная путем экстраполяции кривых $MR(H)$ из области сильных полей к $H = 0$ при 77 К, равна 12% для $T_{ann2} = 600$ °С и 3% для $T_{ann3} = 750$ °С. Для образца 2 величина LFMR равна 8% для $T_{ann2} = 600$ °С и 4% для $T_{ann3} = 750$ °С.

Тенденция уменьшения LFMR с увеличением температуры отжига была также отмечена в работе [14] и объяснена улучшением однородности образцов, вызванной повышением степени кристаллизации. Возможно, подобные эффекты имеют место и в нашем

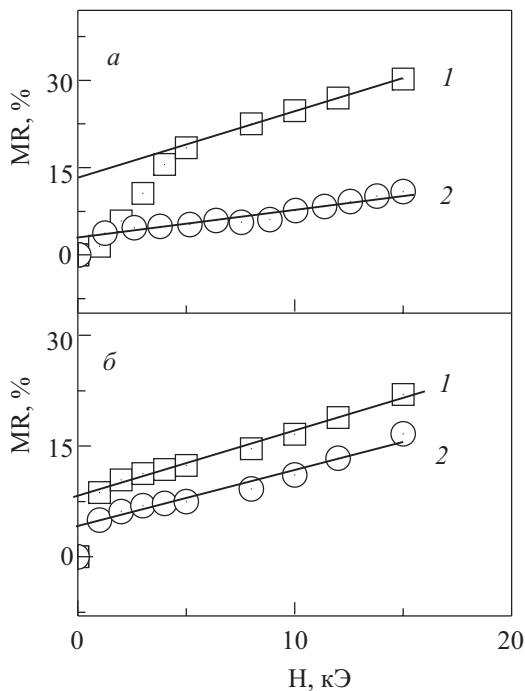


Рис. 5. Зависимости магнитосопротивления от магнитного поля для пленок 1 (а) и 2 (б), измеренные при 77 К: 1 — $T_{ann2} = 600$ °С; 2 — $T_{ann3} = 750$ °С. Линиями показана линейная экстраполяция магнитосопротивления из области сильных полей к $H = 0$.

случае. Следует отметить, что для одних и тех же режимов термообработки значение LFMR в пленках $(La,Na)MnO_3$ выше, чем в пленках $(La,Sr)MnO_3$ [14]. Необходимо упомянуть, что, в отличие от названной выше работы, мы не наблюдали магниторезистивного эффекта при комнатной температуре.

Следует заметить, что при $H > 5$ кЭ наблюдается некоторое отклонение зависимости $MR(H)$ от линейной. Этот эффект зависит от ориентации образца и до сих пор исследован не был.

4. Анализ экспериментальных результатов

Рассмотрим поведение температурных зависимостей $R(T)$ и $MR(T)$ более детально. При анализе температурной зависимости электрического сопротивления манганитов выше температуры максимума T_{max} рассматривают несколько возможных механизмов проводимости. Первый механизм предполагает наличие псевдощели на уровне Ферми, в результате чего удельное электросопротивление парамагнитной фазы описывается простым активационным законом:

$$R_a = \text{const} \cdot \exp(\epsilon_0/k_B T), \quad (2)$$

где ϵ_0 — ширина щели [26]. Второй механизм базируется на предположении, что перенос заряда осуществляется поляронами малого радиуса, существенную роль в образовании которых играют локальные искажения кристаллической решетки, вызванные, в частности, эффектом Яна–Теллера [3,9]. В этом случае температурная зависимость электрического сопротивления описывается формулой (1). Третий механизм предполагает существенное влияние магнитного беспорядка на локализацию носителей заряда, что приводит к прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка [3,27]. В последнем случае поведение электрического сопротивления описывается законом Мотта:

$$R_{Mott} = \text{const} \cdot \exp(T_M/T)^{1/4}, \quad (3)$$

где T_M зависит от радиуса локализованного состояния и плотности состояний на уровне Ферми [27].

Нами была сделана оценка, какой из упомянутых выше законов лучше всего описывает экспериментальные данные. Область высоких температур наилучшим образом описывается законом проводимости, вызванной прыжками малых поляронов в адиабатическом приближении (формула (1), см. рис. 1 и 3). С понижением температуры экспериментальные данные отклоняются от зависимости $R_{pol}(T)$. Нижнюю границу применимости этого закона обозначим T_{pol} и определим ее как температуру, при которой относительное отклонение кривой $R_{pol}(T)$ от экспериментальной превышает 4% ($(R_{pol} - R_0)/R_0 \geq 0,04$).

Анализ поведения кривых $\text{MR}(T)$ показывает, что именно вблизи T_{pol} начинает появляться заметное магнитосопротивление, что, очевидно, свидетельствует о зарождении ферромагнитной фазы.

Следует подчеркнуть, что наши выводы согласуются с большинством экспериментальных работ, в которых также отмечалось, что проводимость парамагнитной фазы манганитов наилучшим образом описывается законом (1) [3,7,8,11,14,22]. Значительно больше разногласий касается диапазона температур от T_{pol} до T_{max} . Понятно, что появление проводящих ферромагнитных областей и рост их объема с уменьшением температуры существенно изменяет характер проводимости. Однако остается непонятным, происходит ли такая трансформация в один этап или состоит из нескольких этапов. Наши исследования показывают, что в частично кристаллизованных пленках $(\text{La,Na})\text{MnO}_3$ процесс трансформации парамагнитный диэлектрик–ферромагнитный металл можно разбить на два этапа, в каждом из которых доминирует свой механизм проводимости.

Анализ температурных зависимостей магнитосопротивления показывает, что с понижением температуры MR резко увеличивается, достигает максимального значения вблизи T_{MRmax} , после чего слабо изменяется с температурой (см. рис. 4). Из данных по магнитному резонансу следует, что в интервале от T_{pol} до T_{max} сосуществуют сигналы от пара- и ферромагнитной фаз, причем с понижением температуры относительная интенсивность сигнала ферромагнитного резонанса резко увеличивается и выходит на насыщение вблизи T_{MRmax} [28]. Попытки применить упомянутые выше законы для описания температурной зависимости электрического сопротивления ниже T_{pol} показали, что наилучшим образом и в наиболее широком температурном диапазоне экспериментальные данные описываются законом Мотта. Если ввести характеристическую температуру T_{Mott} как температуру, при которой относительное отклонение кривой $R_{\text{Mott}}(T)$ от экспериментальной зависимости $R_0(T)$ превышает 4%, то оказывается, что практически во всех исследованных образцах T_{Mott} совпадает с температурой, при которой магнитосопротивление достигает максимума. Рисунок 6 иллюстрирует такой процесс для пленки 1 после третьего отжига при $T_{\text{ann3}} = 750^\circ\text{C}$.

На основании полученных данных о поведении электрического сопротивления, магнитосопротивления, а также результатов предыдущих работ складывается следующая картина температурной эволюции механизмов проводимости. В области высоких температур образец парамагнитен. Электрическое сопротивление хорошо описывается законом проводимости, вызванной прыжками малых поляронов. Магнитосопротивление отсутствует. Нижней температурной границей этой области является T_{pol} . С по-

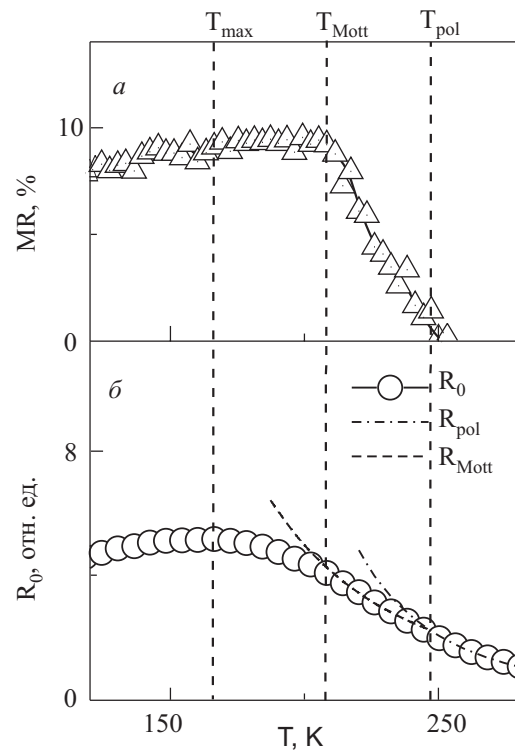


Рис. 6. Температурная зависимость магнитосопротивления (а) и электрического сопротивления (б) для пленки 1. Штрих-пунктирная и пунктирная линии показывают расчетные значения сопротивлений для случаев проводимости, вызванной прыжками адиабатических поляронов и законом Мотта соответственно.

нижением температуры в образце начинают зарождаться ферромагнитные области, вместе с ними появляется магнитосопротивление. Магнитосопротивление и объем ферромагнитных областей резко возрастают с дальнейшим понижением температуры. Поведение электрического сопротивления в этой области хорошо описывается законом Мотта. Нижняя температурная граница этой области T_{Mott} близка к температуре максимума магнитосопротивления.

Ниже T_{Mott} магнитосопротивление и объем ферромагнитной фазы изменяются слабо. Электрическое сопротивление также проявляет слабую температурную зависимость. Такое поведение характерно для случая, когда доминирующим механизмом является туннелирование носителей заряда через области пониженной проводимости. Однако в нашем случае, учитывая сильно неоднородное состояние, вызванное неполной кристаллизацией пленок, можно ожидать, что в данном температурном интервале механизм проводимости смешанный — включающий как туннелирование, так и термически активированный перенос заряда внутри областей с высоким удельным сопротивлением.

В момент, когда количество ферромагнитной фазы будет достаточно для образования бесконечного проводящего кластера, удельное электросопротивление достигает своего максимума. В замещенных манганитах ферромагнитная фаза является высокопроводящей и имеет металлический характер проводимости [3,4,23], т.е. с дальнейшим понижением температуры сопротивление образца понижается.

Рассмотрим поведение характеристических температур T_{pol} , T_{Mott} и T_{max} при изменении температуры отжига (рис. 7). С повышением T_{ann} граница области, внутри которой проводимость описывается законом термоактивированного движения адиабатического полярона, смещается в направлении более высокой температуры. В том же направлении смещаются T_{Mott} и T_{max} , однако смещение этих величин более резкое. В результате разность между T_{pol} и T_{max} уменьшается, что свидетельствует о том, что система становится более однородной и переходная область сужается.

5. Заключение

Исследованы электрические и магниторезистивные свойства частично кристаллизованных пленок $La_{0,84}Na_{0,16}MnO_3$ и построена обобщенная картина эволюции механизмов проводимости в области пере-

хода из парамагнитного в ферромагнитное состояние. Показано наличие корреляции между характером температурного изменения магнитосопротивления и изменением механизмов проводимости. Изучено влияние параметров термообработки на характеристические температуры, которые описывают границы областей, внутри которых доминирует определенный механизм проводимости. Показано, что повышение температуры отжига приводит к повышению характеристических температур и уменьшению переходной области, что связывается с улучшением однородности материала.

Работа выполнена при частичной поддержке Science and Technology Center in Ukraine, проект No. 4137.

1. S. Jin, T.H. Tiefel, M. McCormack, R.A. Fastnacht, R. Ramesh, and L.H. Chen, *Science* **264**, 413 (1994).
2. R.V. Helmolt, J. Wecker, K. Samwer, L. Haupt, and K. Vdrner, *J. Appl. Phys.* **76**, 6925 (1994).
3. А.-М. Haghiri-Gosnet and J.-P. Renard, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R127 (2003).
4. В.М. Локтев, Ю.Г. Погорелов, *ФНТ* **26**, 231 (2000).
5. А.И. Товстолыткин, А. Pogorily, А. Vovk, D. Podyalovskii, I. Lezhnenko, and А. Matviyenko, *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, 1839 (2004).
6. А.И. Товстолыткин, А.Н. Pogorily, А.И. Matviyenko, А. Ya. Vovk, and Zh. Wang, *J. Appl. Phys.* **98**, 043902 (2005).
7. G.J. Snyder, R. Hiskes, S. DiCarolis, M.R. Beasley, and T.H. Geballe, *Phys. Rev.* **B53**, 14434 (1996).
8. D.C. Worledge, G.J. Snyder, M.R. Beasley, T.H. Geballe, R. Hiskes, and S. DiCarolis, *J. Appl. Phys.* **80**, 5158 (1996).
9. D. Emin and T. Holstein, *Ann. Phys.* **53**, 439 (1969).
10. С.И. Харцев, В.Н. Криворучко, В.П. Пащенко, *ФНТ* **23**, 840 (1997).
11. А.И. Товстолыткин, А.Н. Погорелый, С.М. Ковтун, *ФНТ* **25**, 1282 (1999).
12. J.-M. Liu, G.L. Yuan, Q. Huang, J. Li, C.K. Ong, Z.G. Liu, and Y.W. Du, *J. Phys.: Condens. Matter* **13**, 11 (2001).
13. Э.А. Нейфельд, В.Е. Архипов, Н.А. Угрюмова, А.В. Королев, *ФНТ* **33**, 354 (2007).
14. А.И. Товстолыткин, А.Н. Погорелый, И.В. Леженко, А.И. Матвиенко, В.П. Кравчик, *Металлофиз. новейшие технол.* **25**, 147 (2003).
15. J.-M. Liu, J. Li, Q. Huang, L.P. You, S.J. Wang, C.K. Ong, Z.C. Wu, Z.G. Liu, and Y.W. Du, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2286 (2000).
16. T. Walter, K. Dörr, K.-H. Müller, B. Holzapfel, D. Eckert, M. Wolf, D. Schläfer, L. Schultz, and R. Grötzschel, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2218 (1999).
17. О.З. Янчевский, А.И. Товстолыткин, О.И. Вьюнов, Д.А. Дурилин, А.Г. Белоус, *Неорг. Матер.* **40**, 853 (2004).
18. S.L. Ye, W.H. Song, J.M. Dai, K.Y. Wang, S.G. Wang, J.J. Du, Y.P. Sun, J.Fang, J.L. Chen, and B.J. Gao, *J. Appl. Phys.* **90**, 2943 (2001).
19. А.И. Товстолыткин, А.М. Pogorily, D.I. Podyalovskii, V.M. Kalita, А.Ф. Lozenko, P.O. Trotsenko, S.M. Ryabchenko, А.Г. Belous, O.I. V'yunov, and O.Z. Yanchevskii, *J. Appl. Phys.* **102**, 063902 (2007).

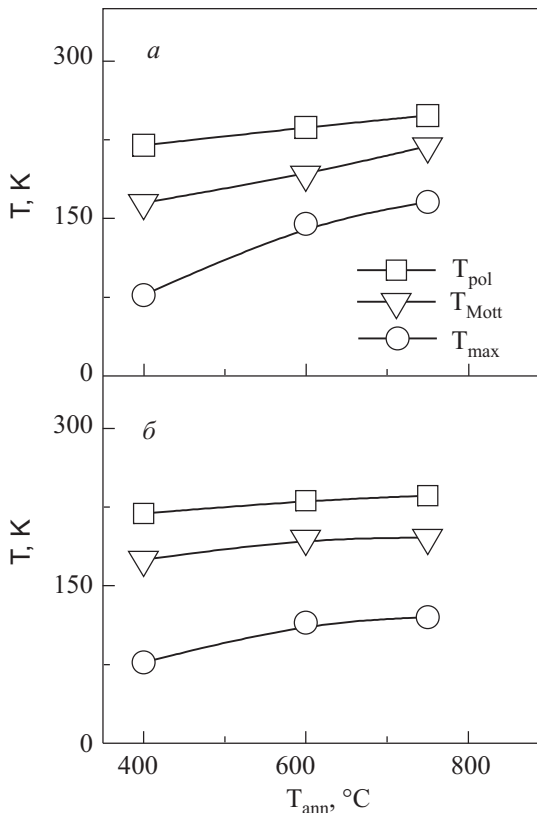


Рис. 7. Зависимость характеристических температур T_{pol} , T_{Mott} и T_{max} от температуры отжига T_{ann} для пленок 1 (а) и 2 (б).

20. V.G. Bar'yakhtar, A.N. Pogorilyi, N.A. Belous, and A.I. Tovstolytkin, *J. Magn. Magn. Mater.* **207**, 118 (1999).
21. T. Shimura, T. Hayashi, Y. Inaguma, and M. Itoh, *J. Solid State Chem.* **124**, 250 (1996).
22. O.J. González, G. Bistué, E. Castaño, and F.J. Gracia, *J. Magn. Magn. Mater.* **222**, 199 (2000).
23. A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima, T. Asamitsu, G. Kido, and Y. Tokura, *Phys. Rev.* **B51**, 14103 (1995).
24. H.Y. Hwang, S.-W. Cheong, N.P. Ong, and B. Batlogg, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2041 (1996).
25. A. Gupta, G.Q. Gong, G. Xiao, P.R. Duncombe, P. Lecoeur, P. Trouilloud, Y.Y. Wang, V.P. Dravid, and J.Z. Sun, *Phys. Rev.* **B54**, 15629 (1996).
26. M. Zhuang, W. Zhang, and N. Ming, *Phys. Rev.* **B56**, 14547 (1997).
27. M. Viret, L. Ranno, and J.M.D. Coey, *Phys. Rev.* **B55**, 8067 (1997).
28. A.I. Tovstolytkin, D.V. Gor'kov, and A.I. Matviyenko, *Abstr. Book of XI Int. Conf. «Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems»* (May 7–12, 2007, Ivano-Frankivsk, Ukraine), p. 40.

The conduction mechanisms in partially crystallized (La,Na)MnO₃ films

A.I. Tovstolytkin, D.V. Gor'kov, and A.I. Matviyenko

The electric and magnetoresistive properties of partially crystallized (La,Na)MnO₃ films are inves-

tigated in the vicinity of paramagnet–ferromagnet transition. The objects under investigation are the films on polycrystalline Al₂O₃ substrates prepared by the magnetron sputtering technique at substrate temperatures of 300 and 500 °C. The temperature behavior of electrical resistivity is analyzed to determine the boundaries of correspondence between the experimental data and the existing theoretical models. A generalized picture which characterizes the conduction mechanisms and their evolution with temperature and heat treatment mode is constructed. It is found that the behavior of the temperature dependence of magnetoresistance is correlated with changes in the conduction mechanisms. The characteristic temperatures marking the boundaries of the regions, within which a specific conduction mechanism dominates, are found out.

PACS: **71.30.+h** Metal–insulator transitions and other electronic transitions;
 75.47.Gk Colossal magnetoresistance;
 75.50.Kj Amorphous and quasicrystalline magnetic materials;
 75.70.Ak Magnetic properties of monolayers and thin films

Keywords: conduction mechanisms, partially crystallized films, doped manganites, paramagnetic to ferromagnetic transitions.