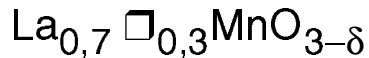


Поляронная проводимость тонких пленок



в области магнитного фазового перехода

В. Н. Криворучко, С. И. Харцев

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114 г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail: krivoruc@host.dipt.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 9 апреля 1998 г., после переработки 11 июня 1998 г.

Исследованы магниторезистивные $\rho(T, H)$ и термоэлектрические (коэффициент Зеебека) $S(T, H)$ свойства тонких пленок $\text{La}_{0,7}\square_{0,3}\text{MnO}_{3-\delta}$ (\square – катионные вакансии), выращенных методом реактивного магнетронного напыления. Установлен поляронный характер проводимости таких систем в интервале температур $77 \text{ K} \leq T \leq 350 \text{ K}$ и магнитных полей $0 \leq H \leq 10 \text{ кЭ}$. Экспериментальные зависимости $\rho(T, H)$ и $S(T, H=0)$ аппроксимированы единой феноменологической формулой. Измерения термоэдс показывают, что в области магнитного фазового перехода существенно меняется не только подвижность, но и плотность состояний носителей заряда.

Досліджено магниторезистивні $\rho(T, H)$ і термоелектричні (коефіцієнт Зеебека) $S(T, H)$ властивості тонких плівок $\text{La}_{0,7}\square_{0,3}\text{MnO}_{3-\delta}$ (\square – катіонні вакансії), які вирощені методом реактивного магнетронного напилення. Встановлено поляронний характер провідності таких систем в інтервалі температур $77 \text{ K} \leq T \leq 350 \text{ K}$ і магнітних полів $0 \leq H \leq 10 \text{ кЕ}$. Експериментальні залежності для $\rho(T, H)$ та $S(T, H=0)$ апроксимовано єдиною феноменологічною формулою. Вимірювання термоедс виявило, що в області магнітного фазового переходу істотно змінюється не тільки рухливість, але і густина станів носіїв заряду.

PACS: 72.10.Di, 72.15.Gd

Введение

Интенсивные исследования перовскитовых манганитов лантана, выполненные в последние годы, привели к выявлению ряда ключевых факторов, определяющих магниторезистивные свойства этих соединений. Прежде всего к ним следует отнести средний ионный радиус катионов в А-позиции, концентрацию и подвижность носителей заряда, определяемые соотношением ионов $\text{Mn}^{3+} : \text{Mn}^{4+}$ в решетке (см., например, [1–4]). Одновременно стало ясно, что следует различать два типа манганитов, для которых физика магниторезистивного эффекта (МРЭ) может быть совершенно разной [4,5]. Для манганитов I типа с увеличением температуры характерен переход из ферромагнитного металлического (ФММ) в парамагнитное полупроводниковое (ПМП) состояние. Максимум МРЭ наблюдается в районе температуры Кюри T_C , хотя может с нею и не совпадать. Для

манганитов II типа характерен переход из антиферромагнитного изолирующего (АФМИ) в ФММ состояние при достаточно низкой температуре. С увеличением температуры происходит переход в ПМП. Ключевым признаком манганитов II типа является зарядово-упорядоченное состояние в АФМИ фазе. Типичными представителями здесь являются соединения $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$, $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ со значением x вблизи 0,5 [5–7].

Механизм магниторезистивных свойств манганитов II типа в области перехода АФМИ–ФММ в настоящее время, по-видимому, ясен. Это переход первого рода из зарядово-упорядоченного состояния в зарядово-неупорядоченное состояние (переход типа плавления вигнеровского кристалла). Физической причиной появления зарядово-упорядоченной фазы является кулоновское взаимодействие носителей заряда [5–7]. Что же касается изменения транспортных свойств в

области перехода ФММ—ПМП, то ситуация здесь, как и в случае манганитов I типа, неясна.

Хотя резкое изменение сопротивления вблизи перехода ФММ—ПМП в манганитах, как правило, рассматривается как фазовый переход, каких-либо однозначных аргументов в пользу этой точки зрения не существует. По-прежнему нет ясности в том, какой механизм электропроводности обеспечивает гигантские значения МРЭ; неясно, является ли смена металлического типа проводимости на прыжковый в районе температуры Кюри истинным фазовым переходом металл—полупроводник или нет; наконец, чем обусловлен переход — изменением в подвижности носителей заряда или/и изменением их плотности. Попытки объяснить большую величину МРЭ в рамках модели двойного обмена в настоящее время, по-видимому, наталкиваются на серьезные трудности (см., например, [8]). Вместе с тем та же модель двойного обмена, дополненная эффектами разупорядочения и локализации электронных состояний, приводит к разумным качественным результатам [9–11]. Известно, что при определенных условиях магнитный полупроводник может перейти в пространственно неоднородное состояние, когда наряду с ферромагнитными областями с металлической проводимостью в образцах имеются неферромагнитные области с активационной проводимостью. Колоссальное магнитосопротивление манганитов в этой модели можно рассматривать как перколяционный фазовый переход металл—полупроводник [12–14]. Однако в существующем виде и модель неоднородного состояния имеет ряд недостатков и непосредственно к манганитам не применима.

Наиболее активно в настоящее время разрабатываются различные варианты поляронного сценария проводимости, учитывающие сильное взаимодействие носителей заряда с подсистемой локализованных спинов и, в ряде моделей, с решеткой [15–22]. Заметим, что на участие решетки в магнитных фазовых переходах указывает обнаруженный недавно «изотопический эффект»: смещение (~10 К) температуры Кюри при замене изотопа O^{16} на изотоп O^{18} в $(La_{1-x}Ca_x)_{1-y}Mn_{1-y}O_3$ [19]. Вместе с тем и при поляронном характере проводимости переход ФММ—ПМП может осуществляться либо как истинный фазовый переход, либо как переход типа кроссовера проводимости. Возможность второго варианта только недавно стала обсуждаться аргументированно [16, 18, 20–

22]. Наиболее простая и физически прозрачная модель была предложена в работе [16].

Согласно [16], выше и ниже температурной точки пика сопротивления T_m носителями заряда являются магнитные поляроны. Выше и ниже T_m действуют два независимых механизма формирования сопротивления: упругие и неупругие процессы взаимодействия поляронов с магнитной подсистемой. Для упругих механизмов проводимость можно описать зонной моделью; для неупругих движение «одетых» электронов осуществляется перескоками с испусканием и поглощением магнонов. Эти два механизма имеют совершенно разную температурную зависимость: при зонном описании сопротивление растет с увеличением температуры, для неупругих процессов сопротивление падает с ростом температуры. Оказывается, что при определенных требованиях к свойствам системы (наличие таких свойств у манганитов лантана, естественно, требует доказательств) смена одного механизма проводимости другим (кроссовер) происходит не только достаточно резко, но и чувствительна к внешнему магнитному полю. Ясно, что экспериментальные данные, подтверждающие кроссовер проводимости от металлической к прыжковой с изменением температуры в магнитном поле и без, могли бы оказаться принципиальными при выборе модели и построении теории магнитотранспортных свойств манганитов.

По-видимому, единственная попытка обработки эксперимента в рамках феноменологического подхода [16] была предпринята недавно в работе [20]. Авторы получили удовлетворительное описание магниторезистивных и термоэлектрических свойств тонких пленок манганитов, допированных Co и Ni, при разумных значениях феноменологических параметров системы. Следует отметить также и более ранние экспериментальные результаты [21, 22]. В [21] исследовались высококачественные пленки $La_{0,7}Ca_{0,3}MnO_3$, выращенные методом эпитаксиального осаждения молекулярных пучков (atomic layer-by-layer molecular-beam epitaxy). Как подчеркивают авторы, в окрестности T_C они наблюдали кроссовер, а не смену физических механизмов проводимости, и описывали поведение удельного сопротивления $\rho(T, H)$ выше и ниже T_C единым выражением $\rho(T, H) \approx \rho(0) \exp[-C(M/M_{sat})]$; здесь M_{sat} — намагниченность насыщения. В работе [22] исследовались тонкие пленки $La_{0,7}A_{0,3}MnO_{3+\delta}$ с

$\Lambda = \text{Ba, Ca, Sr}$, выращенные методом импульсного лазерного напыления (pulsed laser deposition). Оказалось, что сопротивление пленок хорошо описывается тем же феноменологическим выражением $\rho(T, H) \sim \exp[-C(M/M_{\text{sat}})]$ не только в окрестности магнитного фазового перехода, но и во всем исследованном температурном интервале $10 \text{ K} \leq T \leq 272 \text{ K}$.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований магниторезистивных и термоэлектрических свойств тонких пленок $\text{La}_{0,7-x}\square_{0,3}\text{MnO}_{3-\delta}$ (где \square — катионные вакансии), выращенных методом реактивного магнетронного напыления. На основе модели [16] обсуждаются феноменологические выражения, описывающие экспериментальные зависимости $\rho(T, H)$ и $S(T, H)$ во всей исследованной области температур и магнитных полей. Полученные результаты указывают, что поведение $\rho(T, H)$ можно удовлетворительно описать в модели изменения типа проводимости от металлической к термоактивированной прыжковой в области магнитного фазового перехода. Измерения же термоэлектрических свойств показывают, что в этой области меняется не только тип проводимости пленок, но и плотность состояний носителей заряда вблизи поверхности Ферми. Обнаружено изменение знака в коэффициенте полевой зависимости термоэдс в магнитоупорядоченной фазе. Обсуждается физический смысл феноменологических параметров системы.

Методика измерений и материалы

Материал для мишеней был получен из оксидов La_2O_3 и MnO_2 , взятых в соответствующей пропорции. (Подробности методики приготовления образцов изложены в работе [23].) Рентгенографические исследования показали, что синтезированный порошок однофазен и обладает ромбоэдрическими искажениями перовскитовой структуры. Пленки $\text{La}_{0,7-x}\square_{0,3}\text{MnO}_{3-\delta}$ толщиной $\sim 3500 \text{ \AA}$ выращены методом реактивного магнетронного напыления на установке ВУП-5М. Мишени для напыления в виде дисков $40 \times 1 \text{ мм}$ были получены путем гидростатического прессования синтезированного порошка в таблетки и их дополнительным спеканием при $1050 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение шести часов. Напыление пленок осуществлялось на (001)-ориентированные SrLaAlO_4 подложки, температура которых поддерживалась при $600 \text{ }^\circ\text{C}$. Давление газовой среды состава $\text{Ar} : \text{O}_2 = 4:1$ составляло 10 мторр ; остаточное

давление в камере $5 \cdot 10^{-7} \text{ торр}$. Результаты рентгеноструктурного анализа показали однофазность пленочных образцов и их перовскитовую структуру. Была установлена эпитаксиальная структура пленок в плоскости (001).

Известно (см., например, [24]), что получаемые при магнетронном напылении пленки являются дефицитными по кислороду. Для оптимизации отношения $\text{Mn}^{3+} : \text{Mn}^{4+}$ пленки дополнительно отжигались в проточной атмосфере кислорода в течение 30 мин; температура отжига составляла $700 \text{ }^\circ\text{C}$.

Сопротивление и магнитосопротивление пленок измерялись как функция температуры и магнитного поля с помощью четырехзондового метода. Магнитное поле было приложено параллельно плоскости пленки, при этом магнитосопротивление не зависело от взаимной ориентации поля и тока. Термоэдс измерялась в вакууме как разность потенциалов между двумя контактами на поверхности пленки с контролируемым градиентом температуры.

Результаты измерений и их обсуждение

Магниторезистивность

Известно (см., например, [25,26]), что структуры с дефицитом лантана типа $\text{La}_{1-x}\square_x\text{MnO}_{3-\delta}$, полученные при сравнительно низких температурах синтеза ($1000\text{--}1100 \text{ }^\circ\text{C}$),

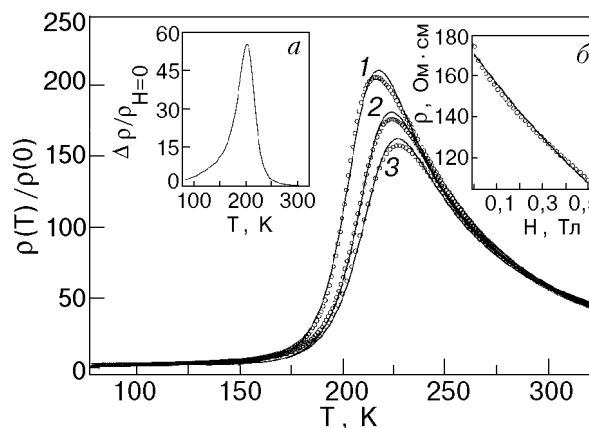


Рис. 1. Температурные зависимости удельного электросопротивления $\rho(T, H)$ при различных магнитных полях H , Тл: 0 (1); 0,65 (2); 1 (3): точки — эксперимент; сплошные кривые — результат обработки по формуле (1). На вставке (а) показана температурная зависимость магниторезистивного эффекта $[\rho(0) - \rho(H)]/\rho(0)$ в поле $H = 1 \text{ Тл}$. На вставке (б) — поведение $\rho(T, H)$ при $T = 202 \text{ К}$, сплошная кривая — результат обработки по формуле (1).

являются самодопированными системами. Наличие вакансий приводит к появлению ионов Mn^{4+} и колоссальному магнитосопротивлению.

На рис. 1 точками представлены результаты измерения температурных зависимостей удельного электросопротивления $\rho(T, H)$ пленок $La_{0,7}\square_{0,3}MnO_{3-\delta}$ в полях до 10 кЭ. Кривые $\rho(T, H)$ достигают широкого максимума при некоторой температуре T_m . Величина T_m растет с увеличением магнитного поля и в исследуемом интервале полей расположена в области 210–230 К. Измерения намагниченности пленок (выполненные в институте физики ПАН, г. Варшава) показали, что температура T_m близка к температуре перехода из ферромагнитного состояния в парамагнитное. На рис. 1, вставка *a* показана температурная зависимость МРЭ $[\rho(0) - \rho(H)]/\rho(0)$; его значение в поле $H = 1$ Тл составляло 56%; на вставке *b* — поведение $\rho(T, H)$ от поля при фиксированной температуре.

Экспериментальные данные для $\rho(T, H)$ мы обрабатывали, используя следующее эмпирическое соотношение [16]:

$$\begin{aligned} & \rho(77 \text{ К}, 0)/\rho(T, H) = \\ & = \exp[-\alpha N(\omega_0 + g\mu_B S_C H)] + \frac{b^2}{E_p kT} \exp\left(-\frac{E_p}{kT}\right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $N(\epsilon) = [\exp(\epsilon/kT) - 1]^{-1}$ — функция распределения магнонов с энергией ϵ ; E_p — энергия активации магнитного полярона; k — постоянная Больцмана; $g = 2$; μ_B — магнетон Бора; α — структурный фактор. Первое слагаемое в (1) описывает зонный механизм проводимости «одетого» магнонами электрона; второе — проводимость, обусловленную термически активированными перескоками поляронов. Коэффициент T^{-1} при этом отвечает адиабатическому режиму перескоков. Был опробован и неадиабатический режим (коэффициент $T^{-3/2}$), однако в парамагнитной области температур, где второе слагаемое определяет поведение $\rho(T)$, различие между адиабатической и неадиабатической моделями было несущественным. Мы остановились на адиабатическом режиме прыжковой проводимости, которому отдают предпочтение и другие авторы (см., например, [9,20,27]).

Величины E_p , ω_0 , S_C , α и b есть функции микроскопических параметров системы, явный вид которых в настоящее время не известен; мы их используем как подгоночные параметры. Значения E_p , ω_0 , α и b находились из

зависимости $\rho(T, H=0)$, далее величина S_C восстанавливалась из полевых зависимостей $\rho(T, H)$ уже при фиксированных значениях этих параметров. Результаты аппроксимации экспериментальных данных выражением (1) во всем исследованном диапазоне температур и магнитных полей изображены на рис. 1 сплошными линиями.

Восстановленные значения параметров равны: $E_p = (119 \pm 0,6)$ мэВ, $\omega_0 = (953 \pm 10)$ К, $S_C = 30-40$, $\alpha = 530 \pm 30$ и $b = (750 \pm 13)$ К. Найденное значение $E_p \sim 100-200$ мэВ является типичным для перовскитовых манганитов (см., например, [17,20,21,27]). Наиболее существенное различие с результатами работы [20] мы обнаружили для параметра ω_0 , в [20] этот параметр близок к энергии косвенного обменного взаимодействия в манганитах $\sim 150-220$ К. Наше же значение ω_0 скорее соответствует энергии Хунда, последнее, по нашему мнению, отражает то обстоятельство, что соответствующие квазичастицы следует интерпретировать скорее как оптические ферромагнитные магноны [28]. Заметное различие наблюдается и для параметра S_C , который в несколько раз больше, чем в [20]. Согласно [16], S_C следует придать смысл спина кластера наномасштаба. Заметим, что магнитная неоднородность наномасштаба отмечалась в ряде недавних публикаций [27,29,30] как внутреннее свойство перовскитовых манганитов лантана, демонстрирующих колоссальный МРЭ.

Как видно на рис. 1, электротранспортные характеристики пленок $La_{0,7}\square_{0,3}MnO_{3-\delta}$ можно удовлетворительно описать в модели кроссовера проводимости в области магнитного фазового перехода. Однако совпадение теории и эксперимента может быть в значительной степени обманчивым, вследствие того, что, как уже отмечалось, на современном этапе разработанности теории ряд параметров системы не определен и они являются подгоночными. Отметим также, что модель [16] сводит изменение транспортных свойств только к изменению подвижности носителей заряда. Вместе с тем для манганитов следует ожидать изменения в окрестности T_C не только подвижности, но и плотности носителей заряда. Учитывая эти обстоятельства, мы провели термоэлектрические исследования пленок. Известно, что температурное поведение термоэдс (коэффициента Зеебека) очень чувствительно к электронной структуре проводников в окрестности поверхности Ферми и является эффективным индикатором фазовых переходов

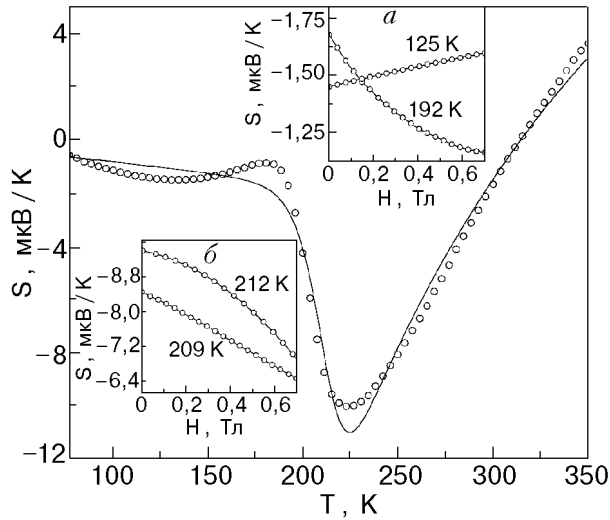


Рис. 2. Результаты измерения температурных зависимостей коэффициента Зеебека $S(T, H)$; точки — эксперимент; сплошная кривая — результат обработки по формуле (2). На вставках показана зависимость $S(T, H)$ при фиксированной температуре от магнитного поля: $T < T_m$ (а); $T \geq T_m$ (б).

разного типа [31]. Исследования термоэлектрических свойств [1,15,20,27,32–34] продемонстрировали большую информативность этого метода и для манганитовых соединений.

Термоэдс

Коэффициент Зеебека $S(T, H)$ определяется как отношение напряжения между двумя точками образца, возникающее, когда между ними существует разность температур. На рис. 2 точками представлены результаты измерения температурных зависимостей $S(T, H)$ пленок $\text{La}_{0,7}\square_{0,3}\text{MnO}_{3-\delta}$ в полях до 0,07 Тл. В области низких температур ($T < 190$ К) коэффициент Зеебека имеет типичную для металлов величину в несколько мкВ/К. Далее, при $T > 190$ К наблюдается резкий рост и $S(T, H)$ имеет на порядок большее значение. Максимум достигается при температуре, несколько большей T_m . В парамагнитной области ($T \sim 300$ К) термоэдс изменяет знак. На вставках рис. 2 представлены значения $S(T, H)$ при фиксированной температуре как функции магнитного поля: при $T < T_m$ (вставка а), и при $T \geq T_m$ (вставка б).

Экспериментальные данные для $S(T, H)$ мы обрабатывали, используя следующее эмпирическое соотношение:

$$-\frac{|e|}{k} \sigma_{\text{tot}}(T, H) S(T, H) = AT \exp[-\alpha N(\omega_0 + g\mu_B S_C H)] + \left(\frac{E_S}{kT} - B\right) \frac{b^2}{E_\rho kT} \exp\left(-\frac{E_\rho}{kT}\right), \quad (2)$$

где e — заряд электрона; $\sigma_{\text{tot}}(T, H)$ — правая часть выражения (1); значения параметров E_ρ , ω_0 , S_C , α и b определены уже из зависимости $\rho(T, H)$. Здесь использовано то обстоятельство, что результирующее значение термоэдс определяется суммой парциальных вкладов и выражение для коэффициента Зеебека имеет разную функциональную зависимость при различных механизмах движения носителей заряда [31]. Результаты аппроксимации экспериментальных данных выражением (2) в исследованном диапазоне температур при $H = 0$ изображены на рис. 2 сплошной линией.

Восстановленные значения параметров равны: $E_S = (827 \pm 16)$ мэВ, $A = (8 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$ мкВ/К², $B = (30,6 \pm 0,7)$ мкВ/К. Параметр B определяет асимптотику коэффициента Зеебека при $T \gg T_m$; по физическому смыслу это есть энтропия на один носитель заряда. Значение $S_\infty \sim 10$ мкВ/К является типичным для перовскитовых манганитов лантана [15,20,27,32,33]. Если доминирующий вклад в транспортные свойства системы вносит один тип носителей заряда и область температур такова, что происходят термически активированные перескоки поляронов, то $E_\rho = E_S + W_H$, где энергия W_H равна половине энергии поляризации решетки [31]. Значение E_S , определенное нами, в несколько раз больше E_ρ , что, возможно, связано с заметным вкладом дырочных состояний в проводимость пленок $\text{La}_{0,7}\square_{0,3}\text{MnO}_{3-\delta}$. Известно (см., например, [27,33,34]), что в перовскитовых манганитах лантана следует ожидать два типа носителей заряда (электроны и дырки) с быстрой и медленной подвижностью. О наличии дырок говорит и изменение знака термоэдс в районе 300 К. (Отметим, однако, что иногда изменение знака термоэдс может быть обусловлено не конкуренцией электронной и дырочной проводимостей, а случайными причинами [32].)

Характер зависимости $S(T, H)$ от поля при фиксированных температурах иллюстрируется на вставках рис. 2. Здесь следует отметить изменение знака с положительного на отрицательный в коэффициенте полевой зависимости термоэдс в районе 150 К (рис. 2,

вставка a). (Такое поведение $S(H)$ в магнитоупорядоченной фазе манганитов в литературе, по-видимому, до сих пор не отмечалось.) Далее, с ростом температуры наблюдается монотонное уменьшение $|S|$ с увеличением поля. Поведение $S(H)$ для пленок $\text{La}_{0,7}\square_{0,3}\text{MnO}_{3-\delta}$ теперь аналогично установленному в работе [33] для монокристаллов $\text{La}_{0,75}\text{Sr}_{0,25}\text{MnO}_3$. (Отметим также исследования полевых зависимостей коэффициента Зеебека для пленок $\text{La}_{0,67}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_3$ [34], авторы отмечали линейную корреляцию между $S(H)$ и $\ln \rho(H)$.) Полевые зависимости термоэдс в окрестности магнитного фазового перехода можно понять, если учесть, что рост поля соответствует увеличению спиновой поляризации, т.е. зависимость $S(H)$ должна быть аналогична зависимости $S(T)$ при уменьшении температуры в области ниже (но вблизи) T_m . Здесь, как это видно на рис. 2, наблюдается уменьшение абсолютной величины коэффициента Зеебека. Причины изменения характера полевой зависимости термоэдс в магнитоупорядоченной фазе неясны и требуют дальнейших исследований.

Нам не удалось удовлетворительно описать зависимость термоэдс системы от поля выражением (2). Хотя, несомненно, один и тот же механизм ответствен за магниторезистивность и полевые зависимости термоэдс. Наиболее реальная физическая причина наблюдаемого поведения $S(T, H)$, по-видимому, состоит в следующем. Согласно существующим в настоящее время представлениям, перовскитовые манганиты лантана отличаются относительно узкой зоной проводимости (~1,5 эВ) и большой энергией Хунда (~2,5 эВ). При низких температурах зона проводимости полностью поляризована по спину и отделена от зоны с противоположной ориентацией спина большой щелью [35,36]. Поляризованные по спину носители заряда и определяют электротранспортные и термоэлектрические свойства системы в этой области температур. При приближении к температуре Кюри расщепление зон уменьшается и вклад состояний с противоположной поляризацией спина увеличивается. Следует ожидать, что в области T_m и выше вклад таких состояний существен. В то же время модель [16] не учитывает эффекты изменения плотности состояний в окрестности поверхности Ферми с изменением температуры и в этом направлении требует своего развития. Что же касается изменения характера полевой зависимости

термоэдс в магнитоупорядоченной фазе, то, как уже отмечалось, здесь требуются дальнейшие исследования.

Таким образом, результаты исследований коэффициента Зеебека для пленок $\text{La}_{0,7}\square_{0,3}\text{MnO}_{3-\delta}$ указывают на существенную перестройку зонной структуры системы в окрестности магнитного фазового перехода. В этом отношении самодопированные системы типа $\text{La}_{1-x}\square_x\text{MnO}_{3-\delta}$ аналогичны другим соединениям манганитов лантана.

Заключение

В работе исследованы магниторезистивные и термоэлектрические свойства тонких пленок $\text{La}_{0,7}\square_{0,3}\text{MnO}_{3-\delta}$, выращенных методом реактивного магнетронного напыления. Установлен поляронный характер проводимости таких пленок выше и ниже точки магнитного фазового перехода. Обработка экспериментальных зависимостей $\rho(T, H)$ и $S(T, H)$ выполнена в рамках предположения о кроссовере проводимости пленок от металлического типа к прыжковому с изменением температуры и отсутствия резкого фазового перехода ФММ—ПМП. Обсуждаются значения и смысл феноменологических параметров системы. Полученные экспериментальные данные указывают на то, что в области магнитного фазового перехода меняется не только характер подвижности носителей заряда, но и происходит существенная перестройка зонной структуры в окрестности поверхности Ферми.

Авторы выражают благодарность В. П. Пащенко за подготовку и синтез керамического материала для напыления пленок, В. И. Каменеву за проведение рентгеноструктурных исследований.

1. Е. П. Перекалина, Л. П. Шлячина, *Вестн. Моск. Ун-та, Сер. 3, Физика. Астрономия* **34**, 9 (1993).
2. S. Jin, M. McCormack, T. H. Tiefel, and R. Ramesh, *J. Appl. Phys.* **76**, 6929 (1994).
3. R. Mahesh, R. Mahendiran, A. K. Raychaudhuri, and C. N. R. Rao, *J. Solid State Chem.* **120**, 204 (1995).
4. B. Raveau, A. Maignan, V. Caignaert, and Ch. Simon, *J. Phys. (Paris)* **7** C1-621 (1997).
5. Y. Tokura, Y. Tomioka, H. Kuwahara, A. Asamitsu, Y. Moritomo, and M. Kasai, *J. Appl. Phys.* **79**, 5288 (1996).
6. Y. Tomioka, A. Asamitsu, Y. Moritomo, H. Kuwahara, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5108 (1995).
7. H. Kuwahara, Y. Tomioka, A. Asamitsu, Y. Moritomo, and Y. Tokura, *Science* **270**, 961 (1995).
8. A. J. Millis, P. S. Littlewood, and B. I. Shraiman, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5144 (1995).
9. C. V. Varma, *Phys. Rev.* **B54**, 7328 (1996).
10. R. Allub and B. Alascio, *Phys. Rev.* **B55**, 14113 (1997).

11. L. Sheng, D. Y. Xing, D. N. Sheng, and C. S. Ting, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1710 (1997).
12. Э. Л. Нараев, *УФН* **166**, 833 (1996).
13. М. К. Губкин, Т. М. Перекалина, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 727 (1994).
14. В. Н. Криворучко, *ФНТ* **22**, 1047 (1996).
15. J. C. Miller, R. R. Heikes, and R. Mazelsky, *J. Appl. Phys.* **32**, 2202 (1961).
16. S. Zhang, *J. Appl. Phys.* **79**, 4542 (1996).
17. R. M. Kusters, J. Singleton, D. A. Keen, R. McGreevy, and W. Hayes, *Physica* **B155**, 362 (1989).
18. J. D. Lee and B. I. Min, *Phys. Rev.* **B55**, 12454 (1997).
19. G. Zhao, M. B. Hunt, and H. Keller, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 955 (1997).
20. M. Rubinstein, D. J. Gillespie, J. E. Snyder, and T. M. Tritt, *Phys. Rev.* **B56**, 5412 (1997).
21. J. O'Donnell, M. Onellion, M. S. Rzchowski, J. N. Eckstein, and I. Bozovic, *Phys. Rev.* **B54**, R6841 (1996).
22. M. F. Hundley, J. J. Neumeier, R. H. Heffner, Q. X. Jia, X. D. Wu, and J. D. Thompson, *J. Appl. Phys.* **79**, 4535 (1996).
23. В. П. Пащенко, С. И. Харцев, О. П. Черенков, А. А. Шемяков, Э. А. Самойленко, А. Д. Лойко, В. И. Каменев, *Неорганические материалы* **34** (1998), в печати.
24. С. И. Харцев, В. Н. Криворучко, В. П. Пащенко, *ФНТ* **23**, 840 (1997).
25. T. R. McGuire, A. Gupta, P. R. Duncombe, M. Rupp, J. Z. Sun, R. B. Laibowitz, and W. J. Gallagher, *J. Appl. Phys.* **79**, 4549 (1996).
26. A. Maignan, C. Michel, M. Hervieu, and B. Raveau, *Solid State Commun.* **101**, 277 (1997).
27. M. F. Hundley and J. J. Neumeier, *Phys. Rev.* **B55**, 11511 (1997).
28. В. Н. Криворучко, А. М. Яковенко, *ФНТ* **24**, 330 (1998).
29. M. Dominguez, S. E. Lofland, S. M. Bhagat, A. K. Raychaudhuri, H. L. Ju, T. Venkatesan, and R. L. Greene, *Solid State Commun.* **97**, 193 (1996).
30. G. Allodi, R. De Renzi, G. Guidi, F. Licci, and M. W. Pieper, *Phys. Rev.* **B56**, 6036 (1997).
31. М. Мотт, Э. Девис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, Мир, Москва (1974).
32. T. T. M. Palstra, A. P. Ramirez, S.-W. Cheong, B. R. Zegarski, P. Schiffer, and J. Zaanen, *Phys. Rev.* **B56**, 5104 (1997).
33. A. Asamitsu, Y. Moritomo, and Y. Tokura, *Phys. Rev.* **B53**, R2952, (1996).
34. B. Chen, C. Uher, D. T. Morelli, J. V. Mantese, A. M. Mance, and A. L. Micheli, *Phys. Rev.* **B53**, 5094 (1996).
35. T. Amira, Y. Tokura, and J. B. Torrance, *Phys. Rev.* **B48**, 17006 (1993).
36. Y. Okimoto, T. Tatsufuji, T. Ishikawa, A. Urushiba, T. Amira, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 109 (1995).

Polaron conductivity of $\text{La}_{0.7}\square_{0.3}\text{MnO}_{3-\delta}$ thin films in the magnetic phase transition range

V. N. Krivoruchko and S. I. Khartsev

The magnetoresistive $\rho(T, H)$ and thermoelectric (the Seebeck coefficient) $S(T, H)$ properties of $\text{La}_{0.7}\square_{0.3}\text{MnO}_{3-\delta}$ thin films (where \square is a cation vacancy) prepared by magnetron deposition techniques are investigated. The transport properties of the system are found to be of a magnetic polaron character in the whole temperature $77 \text{ K} \leq T \leq 350 \text{ K}$ and magnetic field $0 \leq H \leq 10 \text{ kOe}$ ranges studied. The experimental data on $\rho(T, H)$ and $S(T, H=0)$ are fitted by the single phenomenological formula. The results on thermopower suggest that there are essential changes in both charge carrier mobility and their density of state under the magnetic phase transition.