

Теплофизические свойства манганитов (Nd, Sm, Eu)_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃

А.М. Алиев, А.Б. Батдалов, А.Г. Гамзатов

Институт физики ДагНЦ РАН, г. Махачкала, 367003, Россия

E-mail: lowtemp@mail.ru

Статья поступила в редакцию 3 июля 2009 г., после переработки 7 сентября 2009 г.

Измерены теплоемкость, температуропроводность и теплопроводность керамических образцов Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃, Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ и Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ в области 20–350 К. Обнаружены и интерпретированы аномалии, связанные с магнитными фазовыми переходами. Прослежена температурная зависимость длины свободного пробега. Установлена зависимость измеренных коэффициентов от степени катионного беспорядка, возникающего благодаря разнице ионных радиусов А-катионов.

Обміряно теплоємність, температуропровідність та теплопровідність керамічних зразків Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃, Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ і Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ в області 20–350 К. Виявлено та інтерпретовано аномалії, які пов'язані з магнітними фазовими переходами. Простежено температурну залежність довжини вільного пробігу фононів. Установлено залежність коефіцієнтів, які обміряні, від ступеня катіонного безладдя, що виникає завдяки різниці іонних радіусів А-катіонів.

PACS: 75.47.Lx Магнитные окислы;
75.40.Cx Статические свойства;
66.30.Xj Термодиффузия;
72.15.Eb Электро- и теплопроводность в кристаллических металлах и сплавах.

Ключевые слова: манганиты, теплоемкость, теплопроводность, температуропроводность, фононы.

Введение

В последние десятилетия изучением физических свойств манганитов заняты многие исследовательские группы во всем мире. Вначале эти исследования были инициированы исключительно прикладными аспектами применения манганитов. Впоследствии выяснилось, что манганиты обладают очень богатой фундаментальной физикой, проявляющейся в чередовании фазовых переходов различной физической природы и типа: ферромагнетик–парамагнетик, антиферромагнетик–парамагнетик, ферромагнетик–антиферромагнетик. Кроме того, манганиты характеризуются многообразием различных типов магнитного и структурного упорядочений.

Среди манганитов Re_{1-x}A_xMnO₃ (Re — редкоземельный элемент, А — щелочноземельный металл) особый интерес представляют системы с половинным или близким к нему уровнем допирования. В таких составах наблюдаются как магнитные фазовые переходы из парамагнитного в ферромагнитное состояние, а в некоторых составах при дальнейшем понижении температуры и в антиферромагнитное состояние, так и

переходы в орбитально- и зарядово-упорядоченные (ЗУ) состояния. Температуры переходов в АФМ и ЗУ состояния близки, а иногда и совпадают. Часто в области магнитного перехода происходят и структурные изменения. Поэтому представляет интерес сравнительный анализ поведения теплофизических коэффициентов семейства манганитов Re_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃, где в качестве замещающего элемента Re выступают редкоземельные металлы Nd, Sm и Eu, а легирующим элементом для всех трех систем является стронций, что предполагает постоянство концентрации носителей заряда.

Таким образом, если пренебречь различием в магнитных свойствах редкоземельных атомов, основным параметром, определяющим различие в физических свойствах исследуемых образцов, является ионный радиус, точнее, разность ионных радиусов щелочноземельного (Sr²⁺) и редкоземельного (Re³⁺) металлов. Локальные искажения кристаллической решетки, вызванные различием в радиусах А-катионов, определяются как $\sigma^2 = \sum x_i r_i^2 - \langle r_A \rangle^2$, где x_i — концентрация i -го катиона, r_i — ионный радиус i -го катиона,

$\langle r_A \rangle$ — средний радиус А-катиона [1]. Воспользовавшись значениями ионных радиусов, приведенными в [2] ($r_{Nd} = 1,163 \text{ \AA}$, $r_{Sm} = 1,132 \text{ \AA}$, $r_{Eu} = 1,105 \text{ \AA}$, $r_{Sr} = 1,310 \text{ \AA}$), мы определили средний радиус А-катиона $\langle r_A \rangle$ и параметр беспорядка σ^2 для исследуемых образцов: $\langle r_A \rangle_{Nd} = 1,229 \text{ \AA}$, $\langle r_A \rangle_{Sm} = 1,212 \text{ \AA}$, $\langle r_A \rangle_{Eu} = 1,197 \text{ \AA}$, $\sigma_{Nd}^2 = 5,7 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^2$, $\sigma_{Sm}^2 = 8,1 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^2$, $\sigma_{Eu}^2 = 10,9 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^2$. Как видно, относительно небольшая величина разброса в размерах ионных радиусов приводит к резкому отличию параметра беспорядка, что должно привести к существенному отличию физических свойств этих составов.

В $Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$, где степень искажений наименьшая ($\sigma^2 = 5,7 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^2$), магнитный фазовый переход второго рода из парамагнитного состояния в ферромагнитное наблюдается при $T_C = 268 \text{ K}$ [2], в то время как в $Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ такой переход наблюдается при значительно более низкой температуре $T_C = 113 \text{ K}$. При отсутствии искажений ($\sigma^2 \rightarrow 0$), согласно [3], $T_C \rightarrow 750 \text{ K}$. Локальные искажения, характеризуемые σ^2 , влияют на T_C через удлинение длин связей Mn–O–Mn, что приводит к понижению T_C . Наиболее сложную магнитную структуру из исследованных образцов имеет $Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$. Согласно данным [4,5], выше 100 K — это парамагнетик, а ниже этой температуры основным состоянием является антиферромагнитное, в которое вкраплены кластеры с различным характером упорядочений. Температура Нееля, по разным данным, колеблется в пределах 40–45 K.

Эксперимент

В данной работе приведены данные по экспериментальному исследованию теплоемкости C_P , температуропроводности η и теплопроводности K в манганитах $Re_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$, где Re — Nd, Sm и Eu.

Керамические образцы $(Nd, Sm, Eu)_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ получены с использованием метода химической гомогенизации [6]. Плотности образцов равны 4,96, 5,06 и 5,07 г/см³ соответственно для $Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$, $Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ и $Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$.

Измерения теплоемкости и температуропроводности проводились на автоматизированной экспериментальной установке методом ас-калориметрии [7]. Теплопроводность определялась как методом стационарного теплового потока, так и из произведения теплоемкости C_P , и температуропроводности η .

Результаты и анализ

Теплоемкость

На рис. 1 приведены температурные зависимости теплоемкости C_P исследованных образцов. Как видно на рисунке, на всех кривых наблюдаются аномалии, связанные с магнитными фазовыми переходами, с критическими температурами $T_C = 268 \text{ K}$ для

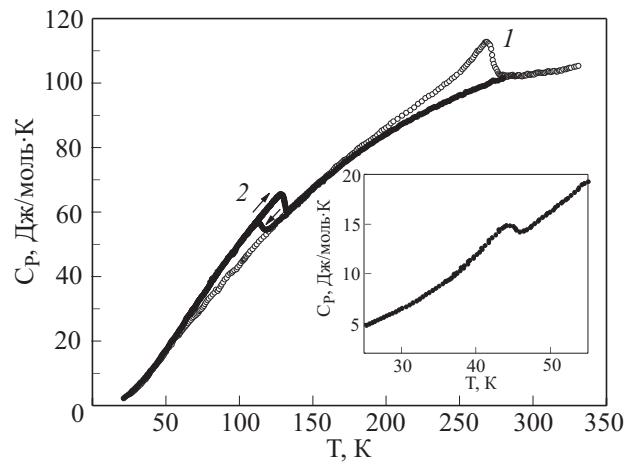


Рис. 1. Температурные зависимости теплоемкости $Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ (1) и $Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ (2). Стрелками указаны направления изменения температуры $Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$. На вставке приведена теплоемкость $Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ в области фазового перехода.

$Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$, 128,6 K и 113,3 K для $Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ (в режимах нагрева и охлаждения) и $T_N = 44 \text{ K}$ для $Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$. Обращает на себя внимание следующая особенность поведения теплоемкости: с ростом критической температуры растет величина скачка теплоемкости ΔC_P и ширина перехода ΔT . В $Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$, в отличие от двух других составов, ярко выражены гистерезисные явления.

Если известна температурная зависимость магнитного вклада в теплоемкость $C_m(T)$, то можно определить энтропию магнитного перехода $\Delta S_m = \int (c_m / \tau) dT$, связанную с разупорядочением магнитной системы, где интегрирование проводится по всему интервалу температур (0–300 K). Задача определения ΔS_m по сути сводится к выделению фононного вклада в C_P в широком интервале температур так как $C_m = C_P - C_{ph}$ (вкладом электронной компоненты можно пренебречь).

Для этого мы поступили следующим образом. Температура магнитного фазового перехода $Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ довольно низкая ($T_N = 44 \text{ K}$), поэтому можно предположить, что теплоемкость $Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ при $T > T_N$ в интервале температур 100–300 K (т.е. в той области, где наблюдаются магнитные фазовые переходы в $Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ или $Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$) носит чисто фононный характер. Таким образом, можно использовать экспериментально полученные значения теплоемкости $Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ выше температуры Нееля как немагнитный вклад в общую теплоемкость для образцов $Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ или $Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$. Аппроксимация регулярной части теплоемкости $Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ тремя оптическими эйнштейновскими модами дала следующие результаты: $\hbar\omega_{E1} / k_B = 179 \text{ K}$, $\hbar\omega_{E2} / k_B = 530 \text{ K}$ и $\hbar\omega_{E3} / k_B = 1025 \text{ K}$. Используя полученную таким образом регулярную часть теплоемкости, были вычислены энтропии переходов и получены следующие значения: $\Delta S = 2,46 \text{ Дж/(моль·К)}$, $4,06 \text{ Дж/(моль·К)}$ и

0,32 Дж/(моль·К) для Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃, Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ и Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ соответственно.

Теоретическая оценка магнитного вклада в энтропию фазового перехода для этих составов составляет $\Delta S_{\text{mag}} = R \ln(2S + 1) = 12,6$ Дж/(моль·К) (R — газовая постоянная, S — спин, приходящийся на один атом (0,55% Mn³⁺ и 0,45% Mn⁴⁺). Как видно, вычисленные значения энтропии перехода существенно меньше теоретических оценок. Следует отметить, что одной из характерных особенностей в поведении теплоемкости манганитов является относительно малая величина энтропии перехода, и, как указано в литературе [8,9], это может быть следствием нескольких причин. Прежде всего, такие величины могут указывать на существование магнитнодвухфазного состояния в этих материалах, и, соответственно, не весь образец переходит в магнитоупорядоченное состояние. Но существуют достаточно убедительные свидетельства того, что в некоторых составах манганитов реализуется однородное ферромагнитное состояние. В частности, это относится и к исследуемой нами системе Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃, в которой вплоть до самых низких температур реализуется однородное ферромагнитное состояние без каких-либо признаков других фаз [10]. Эти разногласия могут указывать на некорректность проводимых оценок.

В качестве другой причины можно предположить, что часть «потерянной» энтропии приходится на область температур намного выше T_C благодаря существованию близкодействующих корреляций в этой области температур. Во всяком случае есть сведения о том, что в парамагнитной фазе Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ вдали от T_C обнаружены ферромагнитные кластеры с характерным размером ~8 Å, внедренные в диэлектрическую матрицу [11].

Таким образом, вопрос о низких значениях ΔS в манганитах нуждается в дальнейшем изучении.

Температуропроводность и теплопроводность

В поведении теплопроводности K и температуропроводности η исследованных образцов можно отметить как общие черты, так и существенные различия (рис. 2 и 3).

К общим чертам в поведении температуропроводности можно отнести слабую температурную зависимость выше температуры перехода. В поведении теплопроводности можно отметить следующие общие черты — малая абсолютная величина, которая характерна для всех манганитов, а также рост теплопроводности выше температур перехода. Аномальное поведение выше температуры магнитного фазового перехода, а именно, линейный рост теплопроводности с температурой, характерно для неупорядоченных сплавов и аморфных материалов. Сравнение абсолютных значений теплопроводности и температуропроводности исследованных образцов показывает, что

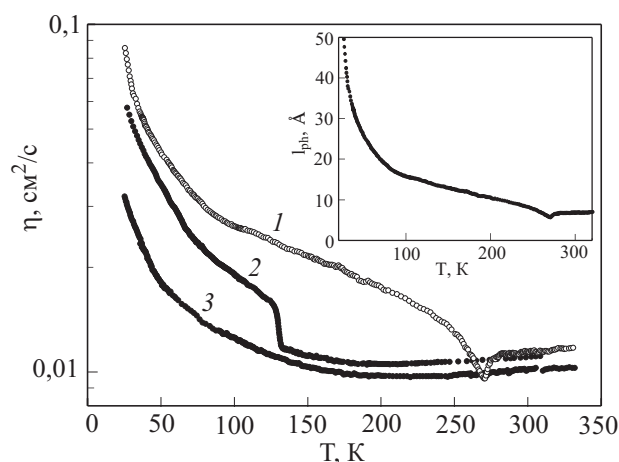


Рис. 2. Температурные зависимости температуропроводности Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ (1), Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ (2) и Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ (3). На вставке приведена температурная зависимость средней длины свободного пробега фононов для Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃.

по мере уменьшения степени беспорядка σ^2 , связанного с разбросом в ионных радиусах А-катионов, K и η растут, что указывает на существенную роль локальных искажений кристаллической решетки, вызванных катионным беспорядком, в ограничении потока тепла.

В то же время поведение теплопроводности и температуропроводности в области фазовых переходов существенно различается для всех образцов. Для Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ в области магнитного фазового перехода наблюдаются минимумы температуропроводности и теплопроводности. Для Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ наблюдаются скачкообразные изменения этих параметров, а для Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ аномалия обнаруживается только в поведении теплопроводности.

В магнитных материалах общая теплопроводность может быть представлена как сумма электронной K_e , фононной K_{ph} и магнитной K_m составляющих $K = K_e + K_{\text{ph}} + K_m$, и каждая из этих величин может

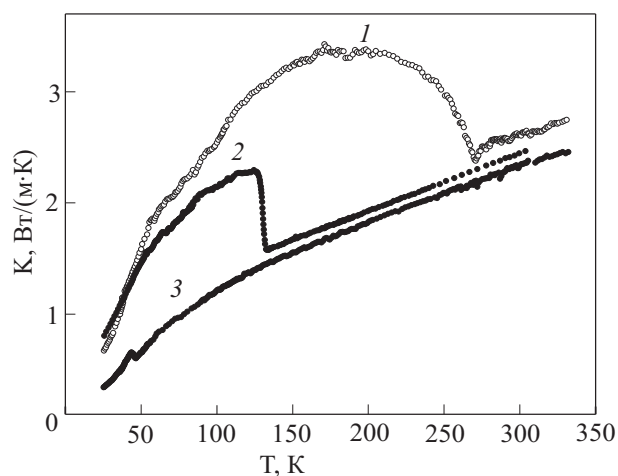


Рис. 3. Температурные зависимости теплопроводности Nd_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ (1), Sm_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ (2) и Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ (3).

дать свой вклад в наблюдаемые аномалии в поведении $K(T)$. Оценка электронной составляющей теплопроводности K_e из соотношения Видемана–Франца $K_e = LT/\rho$ (L — число Лоренца) показывает, что $K_e/K < 1\%$. Таким образом, K_e не играет существенной роли в формировании хода $K(T)$. Для оценки магной составляющей следует связать наблюдаемый при T_C скачок теплоемкости ΔC с магнитным вкладом и воспользоваться выражением кинетической теории для теплопроводности магнонов $K_m = (\Delta C v_m^2 \tau_m)/3$, где v_m и τ_m — скорость распространения продольных магнонов и их время релаксации соответственно. Используя экспериментальные значения $\Delta C = 2,5$ Дж/м³К и $4,1$ Дж/м³К для $\text{Sm}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ и $\text{Nd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ соответственно и характерные величины для v_m и τ_m ($v_m = 600$ м/с, $\tau_m = 2 \cdot 10^{-12}$ с) [12], получаем $K_m \approx 0,014$ Вт/м·К для $\text{Sm}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ и $K_m \approx 0,022$ Вт/м·К для $\text{Nd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$, что пренебрежимо мало по сравнению с аномально большими изменениями теплопроводности вблизи T_C ($\approx 0,8$ Вт/м·К и $\Delta K \approx 0,9$ Вт/м·К). Таким образом, можно утверждать, что температурный ход теплопроводности в $\text{Sm}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_{3,02}$ и $\text{Nd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ в исследованной области температур определяется особенностями рассеяния фононов, магной теплопроводность не может быть рассмотрена как причина наблюдаемых аномалий.

Поведение $K(T)$ для $\text{Nd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ в области фазового перехода характерно для материалов с магнитными фазовыми переходами второго рода, в которых сильно развиты флуктуации магнитного параметра порядка, с чем, как правило, в манганитах связаны флуктуации структурного порядка [13]. Это приводит к появлению дополнительного канала релаксации фононов вблизи T_C , и, соответственно, к минимуму на зависимости $K(T)$. Подтверждением этому является и поведение температуропроводности (рис. 2), которое, по сути, характеризует изменение средней длины свободного пробега носителей тепла, так как они связаны соотношением $\eta_{\text{ph}} = v_s \langle l_{\text{ph}} \rangle / 3$ (v_s — скорость звука). Используя экспериментальные данные по $\eta(T)$ и характерные значения для скорости звука в манганитах $v_s = 5 \cdot 10^5$ м/с [14,15], можно проследить за ходом изменения $l_{\text{ph}}(T)$. Оказалось, что оцененная таким образом величина l_{ph} слабо зависит от T при $T > T_C$ и резко возрастает с понижением температуры при $T < T_C$ в соответствии с общими представлениями о механизмах рассеяния фононов при низких температурах. Вблизи T_C , как видно на рис. 2, в поведении $\eta(T)$ наблюдается четко выраженный минимум, который, как мы полагаем, связан с усилением скорости рассеяния фононов на флуктуациях магнитного и связанного с ним структурного порядков. Правда, наблюдаемый минимум температуропроводности $\text{Nd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ в области фазового перехода может быть не только следствием уменьшения средней длины свободного пробега фононов, но также и следствием уменьшения скорости звука вблизи T_C . Известно, что в манганитах при переходе в ферромагнитную фазу наблюдается заметное умень-

шение скорости распространения звука [14,15]. Однако наблюдаемый масштаб изменения температуропроводности $\Delta\eta/\eta$ в разы превосходит масштаб изменения скорости звука $\Delta v_s/v_s$, и поэтому аномалия в поведении $v_s(T)$ вблизи T_C не может рассматриваться как причина появления минимума на зависимости $\eta(T)$. Наше предположение о флуктуационной природе аномалии теплопереноса вблизи T_C подтверждается также результатами работы [16], в которой исследована спиновая динамика $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$. Можно также указать на работу [17], согласно которой в поведении температуропроводности близкого по составу образца $\text{Nd}_{0,6}\text{Sr}_{0,4}\text{MnO}_3$ вблизи T_C обнаружен глубокий минимум.

Характер изменения теплопроводности $\text{Sm}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ в области магнитного перехода существенно отличается — при переходе в ферромагнитное состояние теплопроводность почти скачком растет без минимума. Такое поведение теплопроводности и температуропроводности ранее нами было объяснено резким уменьшением рассеяния фононов вследствие симметризации расположения кислородных октаэдров из-за уменьшения ян-теллеровских искажений в ферромагнитной фазе [18]. Это же характерно, хотя и в меньшей степени, и для $\text{Nd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$: вблизи магнитного перехода величина теплопроводности в ферромагнитной области значительно больше, чем в парамагнитной. В $\text{Sm}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$, так же как и в $\text{Nd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$, можно было бы ожидать рассеяния носителей тепла на флуктуациях в области магнитного фазового перехода. Но, как показано в работах [7,18–20], $\text{Sm}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ — это совершенно уникальный состав с исключительно интересными физическими свойствами. Флуктуации в области магнитного перехода в нулевом магнитном поле в этой системе невозможны и начинают проявляться только с ростом магнитного поля. Это отражено в работе [19], где представлены результаты исследования теплоемкости в сильных магнитных полях, а результаты исследования теплопроводности и температуропроводности будут скоро опубликованы.

Обсудим механизмы рассеяния носителей тепла в изученных системах в парамагнитной области. Низкие значения K и ее поведение ($dK/dT > 0$) в этой области напоминают поведение теплопроводности аморфных твердых тел, например, плавленого кварца, в которых длина свободного пробега фононов ограничена размерами структурных ячеек и уменьшение теплопроводности при понижении температуры связано с уменьшением теплоемкости. Аналогичное поведение характерно и для керамических образцов в том случае, если доминирующим механизмом рассеяния фононов является рассеяние на границах гранул, т.е. если длина свободного пробега фононов ограничена размерами гранул.

В [18] нами показано, что основным механизмом, ограничивающим фононную теплопроводность в образце $\text{Sm}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ в парамагнитной фазе, является

рассеяние на локальных искажениях кислородных октаэдров MnO₆, вызванных эффектом Яна–Теллера. Такие искажения могут иметь катастрофические последствия для фононного теплопереноса в этих материалах, вызывая резкое уменьшение K_{ph} при переходе в парамагнитную (диэлектрическую) фазу. Именно локальные искажения кристаллической решетки и служат причиной аномально низкой теплопроводности исследованных образцов. Согласно результатам нейтронографических исследований [21], ниже T_C при переходе в ферромагнитное состояние происходит симметризация расположения кислородных октаэдров из-за уменьшения ян–теллеровских искажений, что и приводит к резкому росту теплопроводности ниже T_C . Этот же механизм привлекается для описания поведения теплопроводности других перовскитных манганитов [12, 22].

Свойства образца Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ резко отличаются от свойств двух других составов. Из-за большой разницы ионных радиусов А-катионов состав Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ имеет сильно деформированную кристаллическую структуру (толерантный фактор $t = 0,924$, степень катионного беспорядка $\sigma_{Eu}^2 = 10,9 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^2$) и наиболее сложную магнитную структуру. Согласно [3], при низких температурах в Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃ наблюдается сосуществование трех фаз — ферромагнитной и антиферромагнитной А и СЕ-типа, причем резкие переходы с участием всего объема образца не наблюдаются. Вследствие этого отсутствуют четкие аномалии в поведении $C_p(T)$, $K(T)$ и $\eta(T)$ вблизи критических температур, в отличие от других составов.

На зависимости $C_p(T)$ вблизи $T = 44$ К наблюдается небольшой горбик, связанный, вероятно, с антиферромагнитным упорядочением, который характерен для материнских составов EuMnO₃ ($T_N = 41$ К [3] $T_N = 55$ К [4]). На температуропроводности какие-нибудь заметные аномалии не обнаружены.

Анализ зависимости $K(T)$ для всех образцов показывает, что абсолютные значения теплопроводности падают с ростом катионного беспорядка, и, кроме того, аномалии, связанные с переходом парамагнетик–ферромагнетик, в системе с европием не наблюдаются. Это может свидетельствовать о том, что вклад от рассеяния фононов на дефектах, вызванных катионным беспорядком, который трудно обнаружить в первых двух составах, становится существенным в образце Eu_{0,55}Sr_{0,45}MnO₃, где эти искажения наибольшие.

Заключение

Таким образом, исследованы температурные зависимости теплоемкости, температуропроводности и теплопроводности керамических образцов Re_{1-x}A_xMnO₃ (Re – Nd, Sm, Eu). Установлена корреляция между величиной теплопроводности и степенью искажений кристаллической решетки, возникающих из-за различия ионных радиусов А-катионов. Обнаружены и интерпретированы

аномалии в поведении измеренных коэффициентов, связанные с магнитными фазовыми переходами.

1. А.И. Абрамович, Л.И. Королева, А.В. Мичурин, О.Ю. Горбенко, А.Р. Кауль, М.Х. Машаев, Р. Шимчак, Б. Кжиманска, *ФТТ* **44**, 888 (2002).
2. A.G. Gamzatov, A.M. Aliev, Sh.B. Abdulgagidov, A.B. Batdalov, O.Y. Gorbenko, and A.R. Kaul, *Physica* **B395**, 151 (2007).
3. R.D. Shannon, *Acta Cryst.* **A-32**, 751 (1976).
4. А.И. Абрамович, О.Ю. Горбенко, А.Р. Кауль, Л.И. Королева, А.В. Мичурин, *ФТТ* **46**, 1657 (2004).
5. J.Z. Wang, J.R. Sun, G.J. Liu, Y.W. Xie, D.J. Wang, T.Y. Zhao, and B.G. Shen, and X.G. Li, *Phys. Rev.* **B76**, 104428 (2007).
6. А.М. Алиев, Ш.Б. Абдулвагидов, А.Б. Батдалов, И.К. Камилов, О.Ю. Горбенко, В.А. Амеличев, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 668 (2000).
7. Ш.Б. Абдулвагидов, Г.М. Шахшаев, И.К. Камилов, *Приборы и техника эксперимента*, № 5, 134 (1996).
8. J.E. Gordon, R.A. Fisher, Y.X. Jia, N.E. Phillips, S.F. Reklis, D.A. Wright, and A. Zettl. *Phys. Rev.* **B59**, 127 (1999).
9. M.R. Lees, O. A. Petrenko, G. Balakrishnan, and D. McK Paul. *Phys. Rev. B* **59**, 1298 (1999).
10. А.И. Курбаков, В.А. Трунов, А.М. Балагуров, В.Ю. Помякушин, Д.В. Шептяков, О.Ю. Горбенко, А.Р. Кауль, *ФТТ* **46**, 1650 (2004).
11. J.M. De Teresa, M.R. Ibarra, P. Algarabel, L. Morellon, B. Garcia-Landa, C. Marquina, C. Ritter, A. Maignan, C. Martin, B. Raveau, A. Kurbakov, and V. Trounov. *Phys. Rev. B* **65**, 100403 (2002).
12. J.L. Cohn, *J. Supercond* **13**, 291 (2000).
13. S. Uhlenbruck, B. Büchner, R. Gross, A. Freimuth, A. Maria de Leon Guevara, and A. Revcolevschi, *Phys. Rev.* **B57**, R5571 (1998).
14. Ю.П. Гайдуков, Н.П. Данилова, А.А. Мухин, А.М. Балбашов, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 141 (1998).
15. M. Ikebe, H. Fujishiro, and Y. Konno, *J. Phys. Soc. Jpn.* **67**, 1083 (1998).
16. R.K. Zheng, R.X. Huang, A.N. Tang G. Li, X.G. Li, and J.Q. Xie, *J. Alloys Compounds* **345**, 68 (2002).
17. A.Oleaga, A. Salazar, and H. Kuwahara, *Physica* **B378–380**, 512 (2006).
18. А.М. Алиев, Ш.Б. Абдулвагидов, А.Б. Батдалов, И.К. Камилов, О.Ю. Горбенко, В.А. Амеличев, А.Р. Кауль, А.И. Курбаков, В.А. Трунов, *ФТТ* **45**, 124 (2003).
19. Ш.Б. Абдулвагидов, А.М. Алиев, А.Г. Гамзатов, В.И. Нижанковский, Х. Мёдге, О.Ю. Горбенко. *Письма в ЖЭТФ* **84**, 33 (2006).
20. Ш.Б. Абдулвагидов, И.К. Камилов, А.М. Алиев, А.Б. Батдалов, *ЖЭТФ* **123**, 857 (2003).
21. P. G. Radaelli, M. Marezio, H. Y. Hwang, S-W. Cheong and B. Batlogg, *Phys. Rev. B* **54**, 8992 (1996).
22. D.W. Visser, A. P. Ramirez, and M. A. Subramanian, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3947 (1997).

Thermophysical properties of (Nd, Sm,
Eu)_{0.55}Sr_{0.45}MnO₃ manganites

A.M. Aliev, A.B. Batdalov, and A.G. Gamzatov

Specific heat, thermal diffusivity and thermal conductivity of Nd_{0.55}Sr_{0.45}MnO₃, Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO₃ and Eu_{0.55}Sr_{0.45}MnO₃ ceramics are measured in the 20–350 K temperature interval. Anomalies due to magnetic phase transitions are revealed and interpreted. The temperature dependence of mean free path of phonons are studied. The measured parameters are found to depend on cation disorder originated from the difference in the radii of A-cations.

PACS: 75.47.Lx Magnetic oxides;
75.40.Cx Static properties;
66.30.Xj Thermal diffusivity;
72.15.Eb Electrical and thermal con-
duction in crystalline metals and alloys.

Keywords: manganites, specific heat, thermal conductivity, thermal diffusivity, phonons.