

Решеточные, электрические и магнитные эффекты в манганитах лантана $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.125, 0.15, 0.175$)

© А.Р. Булатов¹, Х.Г. Богданова¹, В.А. Голенищев-Кутузов²,
Л.В. Елохина³, Э.А. Нейфельд³, А.В. Королев³

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КНЦ РАН,
Казань, Россия

² Казанский государственный энергетический университет,
Казань, Россия

³ Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: acustica@kfti.knc.ru

(Поступила в Редакцию 26 января 2010 г.)

В окончательной редакции 24 марта 2010 г.)

В лантан-стронциевых манганитах составов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.125, 0.15, 0.175$) измерены температурные зависимости скоростей поперечного и продольного гиперзвука на частотах 0.5–0.7 GHz. Обнаружены структурные фазовые переходы, положение которых подтверждено данными по электросопротивлению и магнитным измерениям, выполненным на тех же образцах. Полученные результаты анализируются в рамках обсуждаемой модели конкурирующих ян-теллеровских искажений и магнитного упорядочения. Аномалии в поведении скоростей продольного гиперзвука связываются с локальными ян-теллеровскими искажениями, подавление которых при магнитном упорядочении рассматривается как возможная причина колоссального магнитосопротивления.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 08-02-00904а).

1. Введение

Изучение влияния эффекта Яна–Теллера (ЯТ) на физические свойства соединений переходных металлов началось в 70-е годы XX века. Обзор ранних исследований был сделан в [1,2].

Как следует из [1,2], ЯТ-эффекты обеспечивают взаимное влияние магнитных и решеточных характеристик в концентрированных ЯТ-системах, которое приводит к определенным особенностям структурных и магнитных фазовых переходов. К таким ЯТ-системам относятся манганиты лантана, допированные стронцием и кальцием, поскольку они содержат ЯТ-ионы Mn^{3+} . Интерес к изучению влияния ЯТ-эффектов на магнитные и транспортные свойства манганитов существенно возрос после обнаружения в них колоссального магнитосопротивления (КМС) [3–6].

Одним из наиболее изучаемых объектов, обладающих наибольшим значением КМС, стали слаболегированные лантан-стронциевые манганиты с общей формулой $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$, в которых концентрация ионов Sr варьируется в пределах $0.1 < x < 0.2$. Подобные манганиты в указанных выше пределах изменения x и температурном диапазоне $T = 140\text{--}400$ К испытывают цепочку структурных и магнитных фазовых переходов.

К настоящему времени считается установленным, что физические свойства манганитов, в том числе КМС, тесно связаны с определенными типами магнитного, орбитального и зарядового упорядочений, обусловленных сильными электрон-решеточными, спин-решеточными взаимодействиями и так называемым „двойным обме-

ном“ по механизму Зинера–Андерсона–Хосегавы между ионами Mn^{3+} и Mn^{4+} в условиях орбитального вырождения [1,6]. Это подтверждается экспериментальными данными по нейтронной и рентгеновской дифракции, а также магнитной и инфракрасной спектроскопии [3,7,8].

Как известно, в кристалле манганита пятикратно вырожденный d -уровень иона Mn^{3+} под действием кристаллического поля, создаваемого октаэдром ближайших к иону марганца ионов кислорода, расщепляется на трехкратно вырожденный t_{2g} -уровень, имеющий орбитали d_{xy} , d_{yz} , d_{zx} и двукратно вырожденный e_g -уровень с орбиталями $d_{x^2-y^2}$, $d_{z^2-x^2-y^2}$ (d_{z^2}). Нижним уровнем является t_{2g} и он полностью заполнен тремя t_{2g}^3 -электронами, тогда как верхний e_g -уровень содержит один электрон e_g^1 . Такое заполнение происходит из-за сильной обменной связи по правилу Хунда, ориентирующей все спины в одном направлении. Согласно теореме ЯТ, эта конфигурация неустойчива и вырождение уровня снимается за счет искажений октаэдра: локальное растяжение вдоль оси z для d_{z^2} -орбиталей и сжатие для $d_{x^2-y^2}$ -орбиталей. При этом более низким по энергии становится уровень d_{z^2} , а более высоким $d_{x^2-y^2}$. Что касается октаэдров $\text{Mn}^{4+}\text{O}_6^{2-}$, то они остаются неискаженными, поскольку ион Mn^{4+} не является ян-теллеровским. При большой концентрации ионов Mn^{3+} ($x < 0.15$) локальные деформации ЯТ-ионов Mn^{3+} вследствие орбитального взаимодействия суммируются в определенных направлениях осей решетки (кооперативный эффект ЯТ). При этом кубическая решетка преобразуется в орторомбическую.

На основании данных по нейтронной и рентгеновской дифракции считается, что в образцах с $x < 0.15$ присутствуют как локальные искажения отдельных октаэдров, так и кооперативные ЯТ-искажения, а в образцах, где $0.15 < x < 0.20$, — только локальные ЯТ-деформации октаэдров MnO_6 [5,9].

Неполнота данных об особенностях ЯТ-искажений структуры манганитов и их взаимосвязи с транспортными, упругими и магнитными характеристиками манганитов побудили нас провести более полное изучение как кооперативных, так и локальных искажений кристаллической решетки в монокристаллах $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с $x = 0.125, 0.15$ и 0.175 , в которых наблюдаются наибольшие значения КМС.

Основное внимание в работах последних лет [8,10–12], где изучались образцы с $x = 0.125$, было обращено на низкотемпературный переход в ферромагнитной фазе ($T_{s2} = 160$ К) от кооперативного искажения к зарядовому упорядочению. Гораздо меньше был исследован переход от состояния с локальными деформациями к кооперативному ЯТ-искажению ($x < 0.15$) и практически ничего неизвестно о процессе подавления состояния с локальными деформациями с возрастанием намагниченности в образцах с $x > 0.15$. В основном это объясняется сложностью изучения таких состояний с помощью дифракционных методов из-за перекрытия рефлексов.

Наряду с уже применявшимися методами изучения динамики электрон-решеточных и спин-решеточных взаимодействий весьма привлекательны акустические методы исследования, особенно на высоких частотах ($f = 770$ МГц), когда длина акустической волны может быть сравнима с размерами структурных или магнитных неоднородностей. Изучение акустических характеристик (скорости отдельных мод в зависимости от концентрации допированных центров в совокупности с магнитными и резистивными измерениями) позволяет получить информацию об особенностях структурных и магнитных фаз, переходах между ними, механизмах электрон-решеточных и спин-решеточных взаимодействий.

2. Образцы и методика исследований

Исследуемые монокристаллические образцы манганитов лантана составов $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$, $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_3$ были выращены в группе Балбашова (МЭИ). Образец с $x = 0.125$ имел форму цилиндра с диаметром 5 мм и длиной 3.2 мм, его торцы были плоскопараллельными с точностью до нескольких секунд, грани образца были перпендикулярны осям [100], [010] и [001]. Образцы с $x = 0.15$ и 0.175 имели форму параллелепипеда с размерами $3 \times 3 \times 4$ и $5 \times 5 \times 8$ мм соответственно, их торцы были плоскопараллельны с точностью до нескольких секунд; грани образцов были перпендикулярны осям [100], [010] и [001]. Ультразвуковые импульсы на частоте

$f = 500\text{--}770$ МГц с длительностью $\tau_{\text{imp}} = 0.5\text{--}1$ мкс возбуждались и детектировались стержневыми пьезопреобразователями x - и z -срезов из ниобата лития. Скорости продольных и поперечных УЗ-волн в зависимости от температуры $T = 140\text{--}340$ К измерялись по схеме пьезопреобразователь—образец—пьезопреобразователь.

Модули упругости C_{ij} получены из выражения $C = \rho V^2$, где ρ — плотность образца, V — скорость звука. Скорость изменения температуры при нагревании и охлаждении образца составляла $\partial T/\partial t = 0.1$ К/мин. Магнитные исследования проводились на SQUID-магнитометре фирмы Quantin Design, позволяющем измерять магнитные моменты с точностью до 0.01. Измерения проводились на незакрепленных образцах $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.125, 0.15, 0.175$). Удельное электрическое сопротивление перечисленных выше образцов в зависимости от температуры и магнитного поля определялось четырехзондовым методом.

Следует отметить, что при использовании высоких акустических частот одной из причин возникновения акустических аномалий может быть пространственная неоднородность химического состава образца. С этой целью проводился рентгеноспектральный микроанализ химического состава по La, Sr и Mn на микроанализаторе „Superprobe-733“ фирмы JEOL. Измерения осуществлялись на нескольких участках образцов размером 120 мкм. Как следует из наших данных, образцы были однородны по химическому составу с точностью до 0.5 at.%. Ни по одному из элементов — La, Sr и Mn — каких-либо неоднородностей в их распределении с точностью до 1 мкм не было выявлено. Полученные данные свидетельствуют о том, что исследуемые образцы по отношению к ультразвуку с частотой $f = 500\text{--}700$ МГц должны вести себя как однородные по объему монокристаллы.

3. Результаты исследований

3.1. Образец $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.125$). В результате проведенных нами комплексных экспериментальных исследований в образце $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ были обнаружены температурные изменения величин модулей упругости $(C_{11}-C_{12})/2$ и C_{44} для поперечных и C_{11} для продольных акустических волн в интервалах температур $T = 290\text{--}270$ и $T = 180\text{--}150$ К.

При распространении поперечной акустической волны сдвиговый модуль упругости $(C_{11}-C_{12})/2$ значительно уменьшался начиная с $T = 340$ К и достигал резкого минимума вблизи $T = 280$ К. При $T < 280$ К наблюдалось возрастание $(C_{11}-C_{12})/2$. При дальнейшем понижении температуры для модуля $(C_{11}-C_{12})/2$ начиная с $T = 200$ К прослеживалось его резкое уменьшение (рис. 1).

Наоборот, с понижением температуры образца, начиная с $T = 340$ К, наблюдалось повышение модуля упругости C_{11} для продольных акустических волн, а вблизи $T_s = 280$ К наблюдался минимум в значении модуля

упругости C_{11} , ниже $T = 280$ К значительное уменьшение C_{11} сохранялось (рис. 2).

Этим температурным интервалам изменения модулей упругости C_{11} и $(C_{11}-C_{12})/2$ соответствовали изменения электросопротивления ρ и намагниченности M (рис. 3 и 4). Два минимума ρ также наблюдались вблизи температур $T_{s1} = 280$ К и $T_{s2} = 160$ К.

По результатам, полученным методом дифракции нейтронов, значение T_{s1} было отнесено к структурному фазовому переходу из псевдокубической фазы O^* в орторомбическую O' -фазу, а T_{s2} — к переходу обратно из орторомбической в псевдокубическую фазу [8].

Обнаруженные нами температурные гистерезисы в значениях упругих модулей вблизи $T_{s1} = 280$ К и $T_{s2} = 160$ К (рис. 2), электрических параметров вблизи $T = 160$ К (рис. 3) позволяют отнести их к структурным фазовым переходам первого рода.

Результаты магнитных измерений (рис. 4) указывают на то, что чисто магнитный переход на данном образце не регистрируется, поскольку он происходит в процессе изменения структуры, т.е. $M(T)$ -функция на нагреве отражает прежде всего структурные превращения и

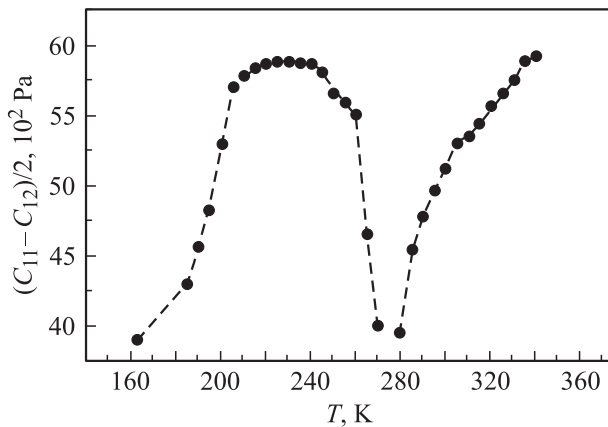


Рис. 1. Температурная зависимость сдвиговых модулей упругости $(C_{11}-C_{12})/2$ для $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$.

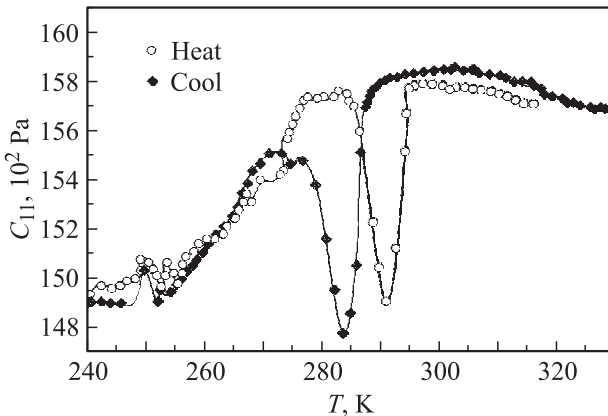


Рис. 2. Температурная зависимость модулей упругости C_{11} для продольной акустической волны для $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$.

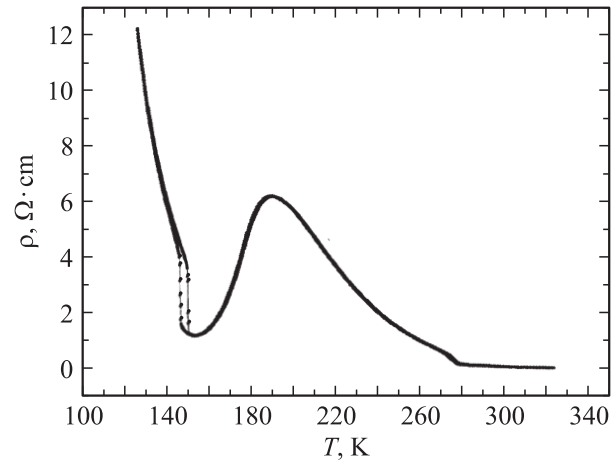


Рис. 3. Температурная зависимость удельного электросопротивления ρ для $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$.

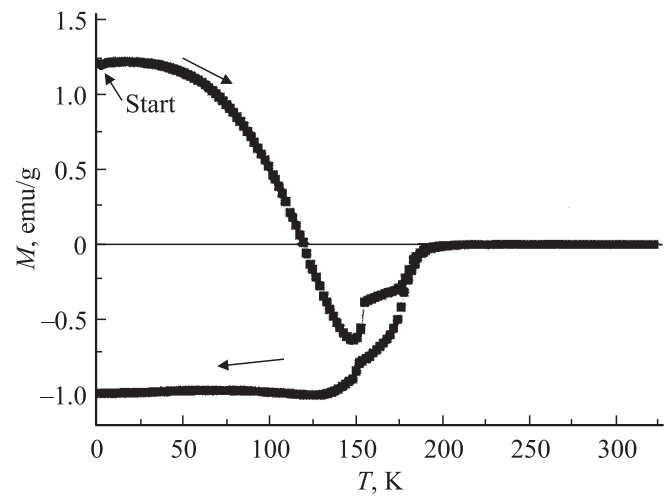


Рис. 4. Температурная зависимость намагниченности $M(H = 0)$ для $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$.

определить точно температуру Кюри T_c известными методами не представляется возможным.

3.2. Образец $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.15$). Главным результатом наших исследований образца $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ стало обнаружение резких изменений в акустических, магнитных и электрических параметрах в температурных интервалах $T = 320-340$, $230-270$ и $170-220$ К.

В первом случае вблизи температуры $T_{s1} = 320$ К было обнаружено резкое уменьшение модуля упругости для поперечной акустической волны C_{44} , а также электросопротивления (рис. 5). При понижении температуры в интервале $T = 320-280$ К наблюдалось повышение значений C_{44} . Величина ρ увеличивалась в интервале $T = 320-250$ К. Пиковое падение значения C_{44} наблюдалось при $T = 240$ К.

Возрастание значения C_{44} сменилось его резким уменьшением вблизи $T = 180$ К и небольшим его уменьшением при $T = 140$ К.

Подобные температурные изменения значений C_{11} были менее значительны.

Обнаруженные резкие изменения в акустических параметрах C_{44} соответствуют температурным изменениям электросопротивления ρ и намагниченности M , которые хорошо совпадают с полученными данными для образцов указанного состава [13].

3.3. Образец $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.175$). Нами также было изучено распространение поперечных и продольных ультразвуковых волн в образце $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_3$. В результате были обнаружены резкие изменения параметров сдвиговых модулей упругости C_{44} вблизи $T = 310, 285$ и 200 К (рис. 6).

Изменение параметров C_{44} в окрестности $T = 285$ К имело безгистерезисный характер и соответствовало фа-

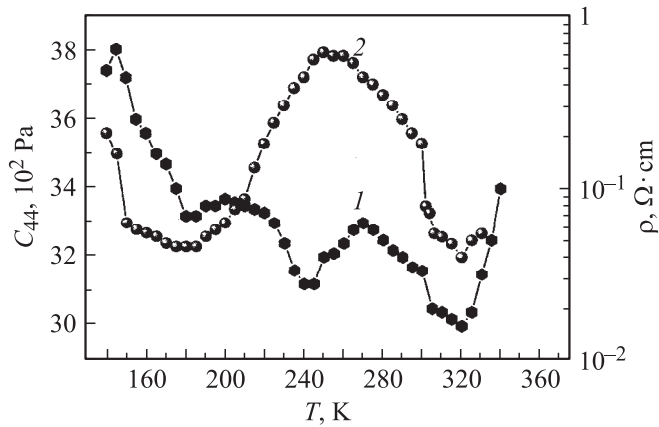


Рис. 5. Температурная зависимость сдвиговых модулей упругости C_{44} (1) и удельного электросопротивления ρ (2) для $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$.

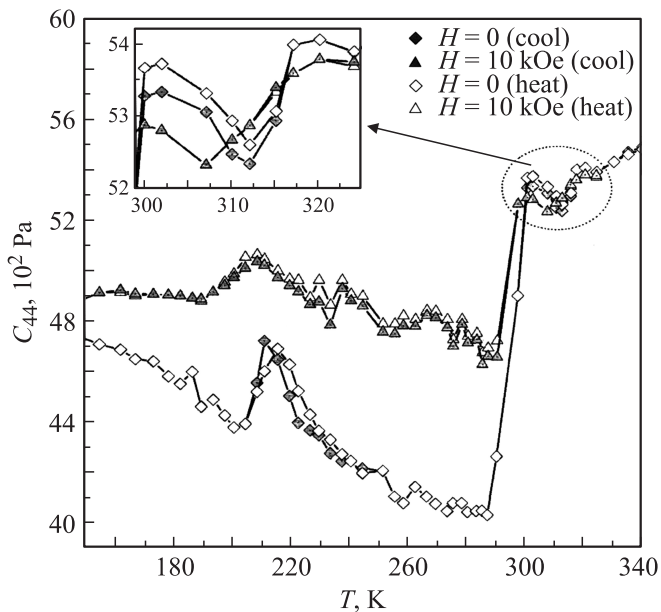


Рис. 6. Температурная зависимость сдвиговых модулей упругости C_{44} для $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_3$. На вставке приведен участок $T = 295$ – 325 К в увеличенном масштабе.

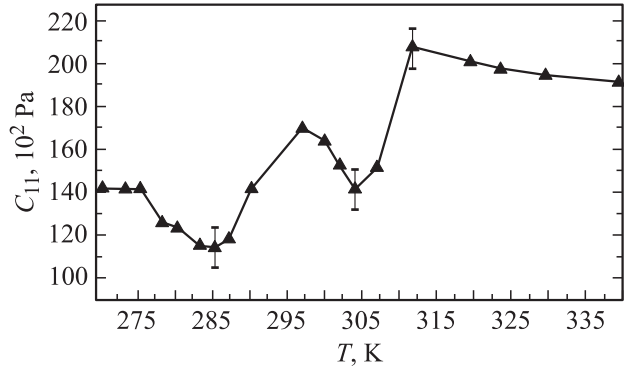


Рис. 7. Температурная зависимость модуля упругости C_{11} для продольной акустической волны для $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_3$.

зовому переходу из парамагнитного в ферромагнитное состояние, что подтверждается и магнитными измерениями, выполненными нами на том же образце [14].

Изменения величин C_{44} и C_{11} вблизи $T = 300$ – 310 и 200 – 210 К имеют гистерезисный характер, что позволило отнести их к структурным фазовым переходам, вероятно из ромбоэдрического в орторомбическое состояние в парамагнитной и ферромагнитной фазах. В парамагнитной фазе $T = 310$ К происходит неполное изменение ромбоэдрической структуры в орторомбическую, окончательно установление орторомбической структуры происходит при втором структурном переходе $T = 200$ К уже в ферромагнитной фазе.

Гистерезисный характер изменений модулей упругости C_{44} и C_{11} (рис. 6,7) вблизи $T = 310$ К можно отнести к возможному фазовому переходу первого рода, который ранее не был обнаружен.

При приложении магнитного поля в 1 Т фазовый переход при $T = 310$ К для всех упругих мод сдвигался в сторону более низких, а магнитный при $T = 285$ К сдвигался в сторону более высоких температур.

4. Обсуждение результатов

Выше неоднократно указывалось на то, что ЯТ-эффект связан с искажением локальной симметрии окружения ЯТ-иона. При кооперативных ЯТ-деформациях эти локальные искажения при сложении изменяют симметрию кристалла в целом. Такого типа деформации влияют на распространение поперечного звука, поэтому кооперативный ЯТ-эффект можно описывать с помощью взаимодействия вида [1,11]

$$H_{Q,\varepsilon} = - \sum_i^9 g_i Q_i \varepsilon_i, \quad (1)$$

где g_i — константа взаимодействия, Q_i — квадрупольный момент иона марганца в i -положении, ε_i ($i = 1, 2$) — упругие деформации, соответствующие

следующим двум нормальным модам поперечных упругих волн:

$$\varepsilon_1 = (2\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})/\sqrt{3}, \quad \varepsilon_2 = (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}), \quad (2)$$

Q_i — квадрупольные моменты электронных оболочек в состояниях с симметрией $d_{z^2}(i=1)$ и $d_{x^2-y^2}(i=2)$, $g_{1,2}$ — соответствующие константы связи. Взаимодействие (1) использовалось при анализе кооперативного ЯТ-эффекта в экспериментальных [11] и теоретических [15] работах, в которых деформации $\varepsilon_i(2)$ соответствовали поперечному звуку. Однако в некоторых экспериментах [11], в том числе и в наших (рис. 2), обнаружены изменения параметров продольного звука. Далее они рассматриваются как результат неупорядоченных локальных ЯТ-искажений, с которыми связаны однородные внутренние напряжения, не изменяющие симметрию всего кристалла.

Анализ полученных нами результатов, приведенных в разделе 3, и их сопоставление с данными других авторов, изучавших эффект ЯТ в манганитах, позволили сделать ряд выводов.

Существуют два состояния ЯТ-ионов. В первом из них, более высокотемпературном, существующее искажение отдельных октаэдров вследствие их анизотропии приводит к возникновению определенных взаимодействий между соседними октаэдрами. Упругие взаимодействия между ближайшими соседями происходят вдоль кубических осей и определяются центральными силами между ионами [15]. В этом случае упругие взаимодействия описываются объемными C_θ и линейными модулями C_{11} . Подобные локальные напряжения и деформации не приводят к искажению кристаллической решетки и их обнаружение малоэффективно с помощью других, в том числе и дифракционных, методов. С этих позиций предположено, что разделение вкладов локальных ЯТ-искажений октаэдров и сформированных кооперативных искажений кристаллической решетки можно выполнить с помощью анализа параметров модулей упругости акустических волн.

Для оценки влияния ЯТ-эффекта на структурные и магнитные фазовые переходы и КМС на основании данных рис. 1–6 составлен график, на котором приведены характеристики температурных изменений параметров акустических волн вблизи фазовых переходов: относительное изменение модулей упругости для различных видов акустических волн, а также температурные изменения электросопротивления. В ряде случаев эти данные сопоставляются с результатами, полученными другими авторами. Как показывают данные рис. 8, относительные изменения C_{11} для образцов с $x = 0.12$ и 0.125 составляют 3–6% и возрастают до 20–30% для образцов $x = 0.165$ [11], 0.170 [16] и 0.175 . Относительные изменения модуля $(C_{11} - C_{12})/2$ составляют 50–60% для образцов $x = 0.12, 0.125$ и уменьшаются до 4% для образца с $x = 0.15$. Изменения модуля C_{44} варьируются от 8% ($x = 0.12$ и 0.125) до 3–4% ($x = 0.170$ и 0.175).

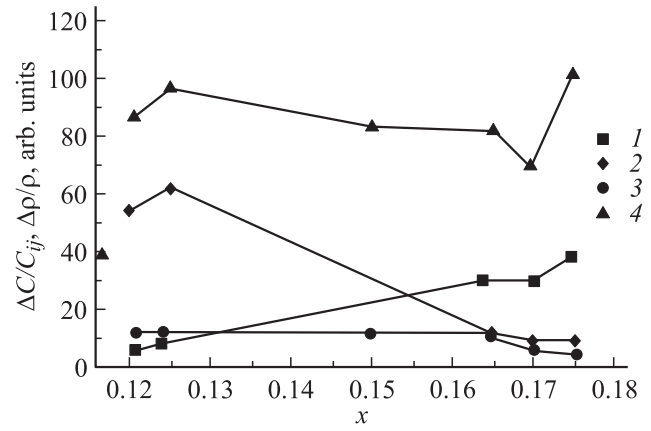


Рис. 8. Зависимость относительного изменения модулей упругости (1–3) электросопротивления (4) в манганитах $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ от концентрации ионов Sr. 1 — C_{11} , 2 — $(C_{11} - C_{12})/2$, 3 — C_{44} , 4 — ρ .

Итак, для образцов с $x < 0.15$ характерны значительные изменения модулей упругости для поперечных волн — мода $(C_{11} - C_{12})/2$ — и в то же время малы изменения тех же параметров для продольной моды C_{11} .

Температурные зависимости изменения модулей $(C_{11} - C_{12})/2$ для поперечных волн ниже структурного перехода $O^* \rightarrow O'$ хорошо согласуются с температурными изменениями коэффициента отражения рентгеновских лучей и структурного параметра $\xi = a/(c/\sqrt{2})$ в монокристаллах $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.125$) [8], что позволяет идентифицировать этот процесс как возникновение кооперативного ЯТ-упорядочения деформированных октаэдров MnO_6 . Малые изменения параметров продольных волн выше T_s могут свидетельствовать о сравнительно небольшом изменении локального упорядочения среди октаэдров MnO_6 (рис. 1,2).

Особенности дополнительного поглощения акустических волн в приложенном магнитном поле (рис. 6) можно связать с конкурентным взаимодействием магнитного упорядочения с ЯТ-упорядочением. Поскольку спонтанная намагниченность при $T = 290$ К равна $10^{-2} \mu_B/\text{Mn}$, а в поле $B = 1$ Т возрастает до $8 \cdot 10^{-2} \mu_B/\text{Mn}$ [14], изменение параметров акустической волны ниже $T = 290$ К происходит в условиях как увеличения кооперативных ЯТ-искажений, так и магнитного упорядочения. При этом несколько уменьшается намагниченность, а процесс образования кооперативных ЯТ-искажений в условиях частичного его подавления магнитным полем сдвигается в сторону более низкой температуры. Подобный эффект влияния магнитного поля на температурный сдвиг перехода от локального ЯТ-искажения к кооперативному ЯТ-искажению уже наблюдался в подобном образце с $x = 0.125$ по сдвигу пика теплоемкости вниз по температуре в приложенном магнитном поле [17]. Поскольку намагниченность образца в поле $B = 1$ Т в диапазоне температур $T = 200$ – 290 К недостаточна для подавления кооперативного ЯТ-искажения, которое

полностью завершается только при $T = 160$ К, дополнительное возрастание затухания при $B = 1$ Т определяется усилением спин-фононного взаимодействия при росте спинового упорядочения.

Для образцов $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ с $0.15 < x < 0.175$ наиболее велики изменения значений упругих модулей C_{11} вблизи структурного фазового перехода ($T_s = 305$ К, рис. 7), причем изменения возрастают с увеличением концентрации ионов Sr. Наоборот, изменение упругих модулей $(C_{11} - C_{12})/2$ и C_{44} относительно малы и убывают с ростом концентрации стронция. Для всех образцов с $x = 0.165, 0.170, 0.175$ обнаруженные структурные фазовые переходы находятся в температурных интервалах выше магнитных переходов на 15–20 К. Приведенные факты позволяют отнести эти переходы к переходам типа порядок–беспорядок, вызванным подавлением локальных структур искаженных октаэдров магнитным упорядочением.

Дополнительное доказательство этого можно найти в характере влияния приложенного магнитного поля на температуру магнитного (T_c) и структурного (T_s) переходов в образце с $x = 0.175$. В поле $B = 1$ Т T_c сдвигается в сторону больших температур, поскольку к спонтанной намагниченности прибавляется внешнее поле. Наоборот, значение $T_s = 200$ –210 К (рис. 6) в магнитном поле сдвигается в сторону более низких температур. Последний эффект можно объяснить конкуренцией между намагниченностью и ЯТ-искажением [1,18].

Приведенные экспериментальные данные позволяют сделать ряд предположений как о характере ЯТ-искажений в слабелегированных лантан-стронциевых манганитах, так и о их влиянии на транспортные процессы.

Прежде всего из особенностей обнаруженных акустических аномалий следует, что при понижении температуры происходит возникновение деформаций самих октаэдров MnO_6 с локальным близкодействующим упорядочением среди октаэдров. Эти искажения не изменяют общую симметрию кристаллов и поэтому практически плохо обнаруживаются другими методами. Однако подобные локальные искажения ЯТ-типа ответственны за увеличение электрического сопротивления в данном температурном диапазоне. Во всем диапазоне нелегированных и слабелегированных манганитов ($0 < x < 0.20$) искажения октаэдров и их локальное упорядочение происходят в парамагнитной фазе, причем температура начала ЯТ-искажений, так же как и их интенсивность, снижается с ростом концентрации ионов Sr от температуры 1050 К (при $x = 0$).

При дальнейшем понижении температуры существуют два возможных сценария ЯТ-искажений в зависимости от величины x . При $x \leq 0.15$ возникает кооперативное упорядочение искаженных октаэдров MnO_6 по всему объему кристалла. Этот процесс сопровождается структурным фазовым переходом первого рода. Его температура также понижается с увеличением допирования от 730 К ($x = 0$) до 280 К ($x = 0.15$).

Для образцов с $x \geq 0.15$ вследствие возрастания T_c не возникает кооперативного упорядочения искаженных октаэдров MnO_6 , а сразу происходит подавление локальных ЯТ-искажений с возрастанием спонтанной намагниченности. Такое подавление ЯТ-искажений также сопровождается фазовым переходом первого рода типа порядок–беспорядок. Для всех образцов $0.10 \leq x \leq 0.20$ увеличение ЯТ-искажений приводит к повышению электрического сопротивления и смягчению модулей упругости.

ЯТ-искажения обоих видов (локальные и кооперативные) уменьшаются с ростом магнитного упорядочения и увеличением подвижности носителей заряда. Поскольку температура ферромагнитного упорядочения T_c увеличивается с ростом x от 130 К ($x = 0.1$) до 240 К ($x = 0.15$) этот процесс происходит одновременно со структурным фазовым переходом первого рода.

Энергетически процесс подавления локальных ЯТ-искажений с ростом магнитного упорядочения требует значительно меньших затрат, чем подавление кооперативного упорядочения. Это подтверждается характером температурных аномалий в теплоемкости. Поэтому процесс подавления кооперативных ЯТ-искажений происходит постепенно в большом температурном интервале, чем и обуславливается малое значение КМС для $x \leq 0.15$. Наоборот, подавление локальных ЯТ-искажений происходит в узком температурном интервале, и приложение внешнего магнитного поля, сравнимого и даже превышающего значение спонтанной намагниченности, приводит к резкому подавлению локальных ЯТ-искажений. Этот процесс характерен для образцов с $x \geq 0.15$, когда несколько выше T_c происходит значительное уменьшение сопротивления и уменьшение затухания упругих волн. Такие процессы усиливаются при приложении магнитного поля. Это предположение находит подтверждение в схожести температурных интервалов аномалий теплоемкости, упругих параметров и КМС образцов с $x = 0.15$ и 0.175 .

Авторы выражают благодарность М.И. Куркину (Институт физики металлов УрО РАН) за полезные обсуждения экспериментальных результатов.

Список литературы

- [1] К.И. Кугель, Д.И. Хомский. УФН **136**, 621 (1982).
- [2] L. Melcher. Physical acoustics / Ed. W.P. Mason. Acad. Press, N.Y. (1976).
- [3] A. Urushibara, Y. Moritomo, N. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, Y. Tokura. Phys. Rev. B **51**, 14 193 (1995).
- [4] A.J. Millis, P.B. Littlewood, B.I. Shraiman. Phys. Rev. Lett. **74**, 5144 (1995).
- [5] B. Dabrowski, X. Xiong, Z. Bukowski, R. Dybziński, P.W. Klamut, J.E. Siewenie, O. Chiaissem, J. Shaffer, C.W. Kimball, J.D. Jorgensen, S. Short. Phys. Rev. B **60**, 7006 (1999).
- [6] Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 833 (1996).

- [7] Y. Yamada, J. Suzuki, K. Oikawa, S. Katano, J.A. Fernandez-Baca. Phys. Rev. B **62**, 11 600 (2000).
- [8] J. Geek, P. Wochner, D. Bruns, B. Buchner, U. Gebhardt, S. Kiele, P. Reutler, A. Revcoievschi. Phys. Rev. B **69**, 104 413 (2004).
- [9] S. Uhlenbruck. Phys. Rev. Lett. **82**, 185 (1999).
- [10] F. Mayr, Ch. Hartinger, A. Loidl. Phys. Rev. B **72**, 024 425 (2005).
- [11] H. Hazama. Phys. Rev. B **62**, 15 012 (2000).
- [12] G. Papavassilios, M. Pissas, G. Diamantopoulos, M. Belesi, M. Fardis, D. Stamaopoulos, A.G. Kontos, M. Hennion, J. Dolinsek, J.-Ph. Ansermet, C. Dimitropoulos. Phys. Rev. Lett. **96**, 097 201 (2006).
- [13] Р.И. Зайнуллина, Н.Г. Бебенин, В.В. Машкауцан, А.М. Бурханов, В.С. Гавико, В.В. Устинов. ЖЭТФ **120**, 139 (2001).
- [14] Х.Г. Богданова, А.Р. Булатов, В.А. Голенищев-Кутузов, Л.В. Елохина, А.В. Королев, Э.А. Нейфельд, М.М. Шакирзянов. ФТТ **45**, 284 (2003).
- [15] D.I. Khomskii, L.I. Kugel. Phys. Rev. B **67**, 134 401 (2003).
- [16] D.W. Darling. Phys. Rev. B **57**, 5093 (1998).
- [17] R. Klinger, J. Geek, R. Gross, L. Pinsard-Gaudat, A. Revcoievschi, S. Uhlenbruck, B. Buchner. Phys. Rev. B **65**, 174 404 (2002).
- [18] V. Mischev, N. Karchev. Phys. Rev. B **80**, 012 403 (2009).