

11,05

## Упорядоченные состояния ян-теллеровских искаженных октаэдров $MnO_6$ в слабодопированных лантан-стронциевых манганитах

© А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов, Р.И. Калимуллин,  
А.В. Семенников

Казанский государственный энергетический университет,  
Казань, Россия

E-mail: kalru@newmail.ru

(Поступила в Редакцию 24 февраля 2015 г.)

Представлены результаты исследования упорядочения ян-теллеровских искаженных октаэдров  $MnO_6$  в слабодопированных монокристаллах состава  $La_{1-x}Sr_xMnO_3$  ( $0.12 < x < 0.175$ ) с помощью комплексной методики, включающей измерение упругих модулей и затухания высокочастотных акустических волн (700 MHz), электропроводности в зависимости от температуры (100–400 K) и магнитных полей ( $H \leq 1.5$  T). На основе анализа экспериментальных результатов изучена самоорганизация орбитального, магнитного и ян-теллеровского упорядочений и их влияние на транспортные, магнитные и структурные свойства слабодопированных манганитов. Установлено решающее влияние локального и кооперативного ян-теллеровского упорядочения на эффект колоссального магнитосопротивления.

Работа выполнена в рамках государственного задания по НИР № 2014/448 (код проекта 2874).

### Введение

Лантан-стронциевые манганиты с содержанием ионов Sr в пределах 0.12–0.18 уже давно привлекают внимание необычностью ряда физических характеристик и, в частности, разнообразием фазовых состояний и фазовых переходов (ФП), связанных с изменением кристаллической структуры, магнитного упорядочения, типа электропроводности, а также обнаруженным эффектом колоссального магнитосопротивления (КМС) и возможными практическими применениями. В последнее десятилетие стало очевидным, что полное и непротиворечивое объяснение природы ФП и КМС невозможно без привлечения механизмов ян-теллеровского (ЯТ) искажения октаэдров  $MnO_6$ , а также различных видов их упорядочения. Для изучения особенностей ЯТ-искажений в наши дни используются различные методы, в том числе электронная, рентгеновская и нейтронная дифракции [1–6]. Однако эти методы обладают достаточной точностью и разрешающей способностью только для изучения либо отдельных структурных элементов в виде октаэдров  $MnO_6$ , либо их кооперативного упорядочения в пределах всего кристалла. При неполном (или локальном) упорядочении ЯТ-искаженных октаэдров  $MnO_6$  в пределах до 100 Å эти методы уже не дают точной картины искажений [3–5]. Вследствие этого были изучены, и то не полностью, только индуцированные ЯТ-взаимодействием эффекты в недопированных манганитах  $LaMnO_3$  и слабодопированных образцах  $La_{1-x}Ca_xMnO_3$  ( $x < 0.5$ ) [4]. Даже для наиболее изученного кристалла  $LaMnO_3$  было только предположено существование локальных упорядочений (кластеров) ЯТ-искаженных октаэдров  $MnO_6$  выше ЯТ-перехода ( $T_{JT} = 750$  K) [1–4]. Из теоретиче-

ского моделирования экспериментальных результатов следовало [4], что ЯТ-искажения октаэдров  $MnO_6$ , возникшие еще в ромбоэдрической фазе ( $R$ ) выше 1050 K, сохраняются при понижении температуры и в орторомбических фазах  $O$  и  $O'$ . Причем в фазе  $O$  (ниже 1010 K) образуются кластеры с размерами до 15–20 Å с близко параллельной ориентацией длинных осей связей Mn–O искаженных октаэдров. Пространственное распределение кластеров выше 750 K хаотично и соответствует неупорядоченному распределению орбиталей ионов  $Mn^{3+}$  в парамагнитной фазе. Вблизи 750 K возникает переход в фазу  $O'$  с упорядочением всех локальных кластеров в единый домен (кооперативная ЯТ-фаза).

Для подобных исследований особенностей ЯТ-эффекта может быть полезен оригинальный магнитоакустический метод с использованием высокочастотных акустических импульсов с частотами 700–1000 MHz [7]. На реальную возможность использования температурных и магнитных зависимостей значений упругих модулей было ранее указано в обзорах Кугеля и Хомского [8,9].

### 1. Методики, образцы и экспериментальные результаты

Как отмечалось выше, совместно с магнитными и электрическими измерениями изучение совокупности характеристик упругих модулей и акустического затухания в широком температурном диапазоне и, особенно, вблизи ФП позволяет оценивать характер ЯТ-искажений, определять энергию ЯТ-переходов и их влияние на различные фазовые состояния манганитов. Так, величина

сдвиговых модулей для орторомбической структуры  $O$   $(C_{11} - C_{12})/2$  и  $C_{66}$  для ромбоэдрической структуры  $R$  характеризуют длину связей  $Mn-O$ , а модуль  $C_{44}$  — углы разворота соседних октаэдров по оси  $Mn-O-Mn$ . Поскольку в слабодопированных манганитах упругие взаимодействия между соседними  $MnO_6$  происходят вдоль кубических осей [9], то они описываются продольными  $C_{11}$  или  $C_{33}$  и объемными модулями  $C_B$ . Подобные локальные напряжения и деформации не приводят к искажению кристаллической решетки в целом и их обнаружение малоэффективно с помощью других, в том числе и дифракционных методов. Следует отметить, что на акустические характеристики мало влияют чисто магнитные переходы.

Смягчение определенных упругих мод  $C_{ij}$  в условиях структурных фазовых переходов позволяет оценивать энергию ЯТ-искажений структуры для различных видов орбитальных упорядочений. В этом случае  $C_{ij}(T)$  выражается в следующем виде [8]:

$$C_{ij}(T) = C_{ij}^0(T - T_C^0/T - \theta), \quad (1)$$

где  $C_{ij}^0$  — значение упругих модулей вне структурного перехода,  $T_C^0$  — температура перехода за счет любых механизмов, включая ЯТ-механизм,  $\theta$  — температура перехода за счет любых механизмов, исключая ЯТ-механизм.

Таким образом, для характеристики локальных или кооперативных упорядочений можно представить следующие параметры: длину связей  $Mn-O$ , угол разворота октаэдров по связи  $Mn-O-Mn$  и энергию ЯТ-перехода. При этом

$$E_{JT} = Ng^2 Q_i / C_{ij}, \quad (2)$$

где  $N$  — число ионов в единице объема,  $g$  — константа электрон-решеточного взаимодействия,  $Q_i$  — соответствующие квадрупольные операторы, описывающие упорядочение орбиталей. Так модулям  $(C_{11} - C_{12})/2$  и  $C_{66}$  соответствуют операторы  $Q_2^0$  или  $Q_2^2$ , а  $C_{44}$  — операторы  $Q_{xy}$ ,  $Q_{yz}$ ,  $Q_{zx}$ . В температурной шкале  $T_{JT} = T_C^0 - \theta$ .

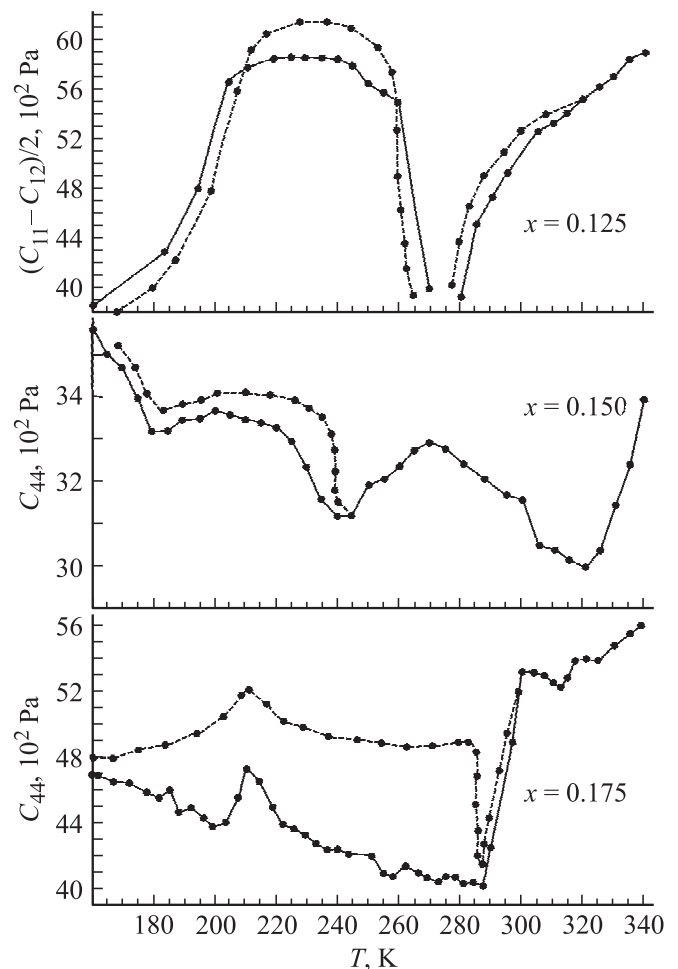
Для изучения особенностей ЯТ-упорядочений и их влияния на структурные, магнитные и транспортные характеристики были выбраны образцы монокристаллов  $La_{1-x}Sr_xMnO_3$  с  $x = 0.125, 0.15$  и  $0.175$ . Ниже  $T_C$  — температуры ферромагнитного упорядочения — образец с  $x = 0.125$  становится ферромагнитным изолятором (ФМИ), а два других — ферромагнитными металлами (ФММ). Различные характеристики образцов с  $x = 0.125$  хотя ранее и были хорошо изучены [1,10], но основные результаты касались только ЯТ-кооперативной фазы  $O'$  (280–150 К) и зарядово упорядоченной фазы  $CO$  (140–20 К). Однако не была изучена фаза  $O$  выше ЯТ-перехода  $T_{JT} = 283$  К. Для образцов с  $x = 0.15$  и  $0.175$  практически отсутствуют какие-либо исследования особенностей ЯТ-упорядочения и его взаимосвязи с другими характеристиками образцов.

Причем особенный интерес представляют температурные интервалы пересечения магнитных и структурных переходов вблизи комнатных температур, представляющих определенные возможности для практических применений.

Значения модулей  $C_{11}$ ,  $(C_{11} - C_{12})/2$  и  $C_{44}$  определялись из измеренных скоростей продольных и поперечных волн, распространявшихся вдоль осей  $[001]$ ,  $[100]$ ,  $[110]$  прямоугольных образцов с плоскопараллельными сторонами, а значения  $C_B$  вычислялись из значений  $C_{11}$  и  $(C_{11} - C_{12})/2$ .

Ранее нами уже было проведено предварительное изучение подобных образцов [7], однако многие аспекты ЯТ-эффектов и их взаимодействий с различными типами магнитного, орбитального и зарядового упорядочений не были исследованы, что и побудило нас к продолжению работы.

На основе изучения данных по температурным характеристикам упругих модулей  $C_{ij}$ , полученных из измерений скоростей распространения продольных и поперечных акустических волн в образцах  $La_{1-x}Sr_xMnO_3$



**Рис. 1.** Температурные зависимости сдвиговых модулей упругости при  $H = 0$  — сплошные линии,  $H = 1.5$  Т — штриховые линии.

и сопоставления с магнитными и транспортными характеристиками, было установлено, что резкие изменения упругих модулей и затухания характеризуют фазовые переходы первого рода в определенных температурных интервалах. Так, для образца с  $x = 0.125$  такие переходы наблюдались вблизи  $T_S = 280$  и  $15$  К; для образца с  $x = 0.15$   $T_S = 320, 240, 180$  К; для образца с  $x = 0.175$   $T_S = 310, 286, 210$  К.

Наиболее характерные изменения модулей  $C_{ij}$  приведены на рис. 1 и 2. Помимо резких изменений модулей  $C_{ij}$ ,  $\rho$  и  $\alpha$  были также обнаружены и изучены более плавные изменения тех же параметров в различных температурных интервалах. Изменения  $\rho$  в зависимости от температуры приведены на рис. 3.

Для образца с  $x = 0.125$  характерные резкие изменения упругих модулей: уменьшение  $(C_{11} - C_{12})/2$ ,  $C_{44}$  и возрастание объемного модуля  $C_B = (C_{11} + 2C_{12})/3$  и  $C_{11}$  при  $T_T = 280$  К вполне соответствовали ранее полученным методом рентгеновской дифракции данным по искажению параметров октаэдров  $MnO_6$  и их кооперативному упорядочению [1], что дало нам основание подобным образом интерпретировать наши результаты

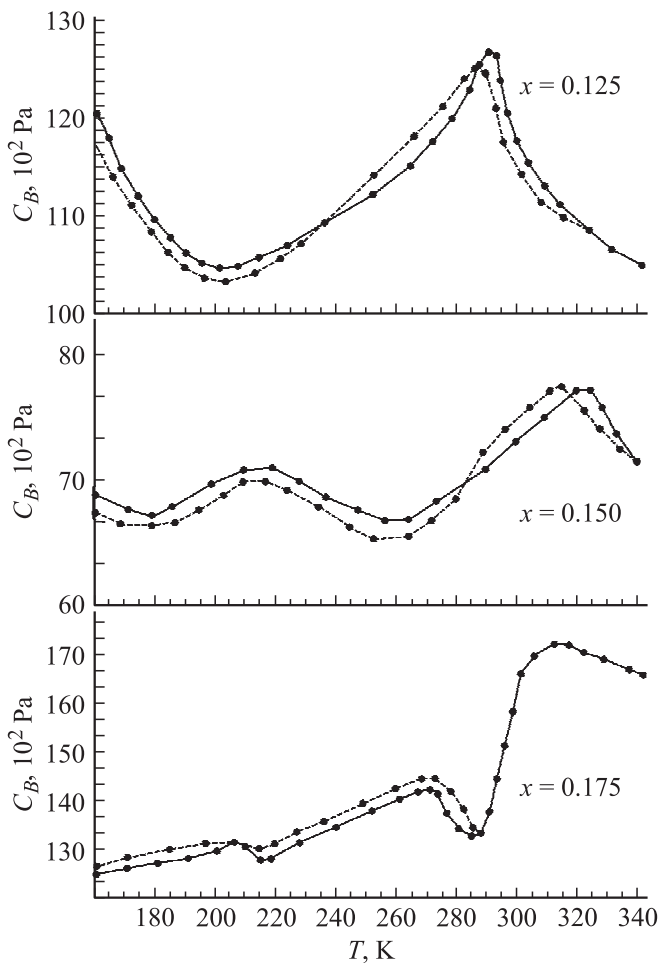


Рис. 2. Температурные зависимости объемных модулей  $C_B$  при  $H = 0$  — сплошные линии,  $H = 1.5$  Т — штриховые линии.

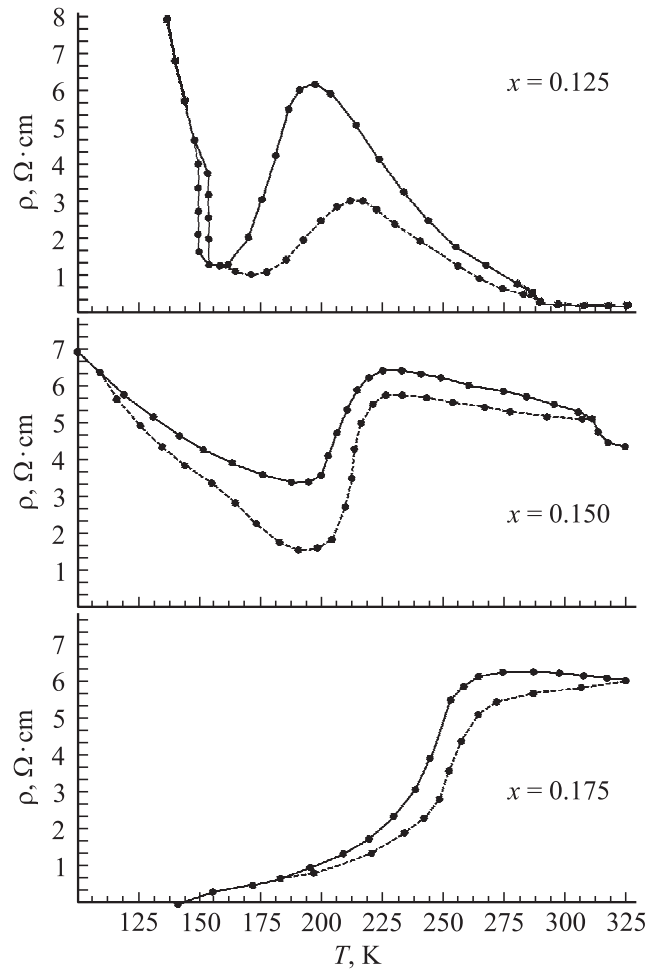


Рис. 3. Температурные зависимости удельного электросопротивления  $\rho$  при  $H = 0$  — сплошные линии,  $H = 1.5$  Т — штриховые линии.

для ранее не изученных особенностей ЯТ-эффекта в образцах с  $x = 0.15$  и  $0.175$ .

## 2. Обсуждение результатов

Полученные данные измерения модулей  $C_{ij}$ , затухания продольных и поперечных волн  $\alpha$ , удельного электрического сопротивления  $\rho$  и намагнитченности в температурном интервале  $360-140$  К будут далее обсуждены отдельно для трех образцов, а затем будут изложены соответствующие выводы.

3.1. Образец  $La_{1-x}Sr_xMnO_3$  ( $x = 0.125$ ). В интервале  $360-280$  К наблюдалось уменьшение  $(C_{11} - C_{12})/2$ , увеличение  $C_{11}$  и  $C_B$ , а также возрастание  $\alpha$  и  $\rho$ . Поведение модулей  $C_{ij}$  свидетельствует об изменении длины связей  $Mn-O$  и в соответствии с моделью локального упорядочения искаженных ЯТ-октаэдров  $MnO_6$  в фазе  $O$  группирования их в кластеры [1,2]. Размеры кластеров возрастают с понижением  $T$ , что является причиной увеличения  $\alpha$  и уменьшения подвижности носителей за-

ряда. Скачкообразное значительное изменение упругих параметров (пикообразное уменьшение  $(C_{11} - C_{12})/2$  и  $C_{44}$ , увеличение  $C_{11}$ ,  $C_B$  и  $\alpha$ ) при 280 К, имеющее температурный гистерезис порядка 5 К, позволяет отнести его к фазовому структурному переходу первого рода. Можно полагать, что значительные изменения  $C_{11}$  и  $C_B$  свидетельствуют о макроскопическом изменении размеров образца, что было ранее установлено dilatометрическим способом. Увеличение модулей  $(C_{11} - C_{12})/2$  и  $C_{44}$  с одновременным уменьшением  $C_{11}$  и  $C_B$  в интервале 270–220 К соответствует максимальному изменению длин связей Mn–O и развороту октаэдров по оси Mn–O–Mn, приводящему к увеличению упорядоченности среди октаэдров и превращению кластеров в единый домен. При таком процессе значительно повышается  $\rho(T)$ , поскольку разворот соседних октаэдров уменьшает орбитальное перекрытие, а также возрастает акустическое поглощение.

Согласно предложенной модели [1,2], локальное упорядочение октаэдров  $MnO_6$  выше 280 К в орторомбической диэлектрической парамагнитной структуре соответствует неупорядоченному расположению орбиталей ионов  $Mn^{3+}$ , а кооперативное упорядочение  $MnO_6$  ниже 280 К — упорядочению орбиталей в структуре ферро-антиферромагнитного типа. Эти обстоятельства позволяют характеризовать кооперативный ЯТ-переход при 280 К как переход типа беспорядок–порядок. При этом упорядочение октаэдров стабилизирует орбитальное упорядочение.

Обнаруженные физические особенности кооперативного ЯТ-упорядочения позволяют выделять его как дополнительную структурную фазу  $O'$  в орторомбической кристаллической структуре  $O$ .

Уменьшение модулей  $(C_{11} - C_{12})/2$ ,  $C_{44}$  и возрастание  $C_{11}$  и  $C_B$  ниже 220 К связано с увеличением ферромагнитного упорядочения ( $T_C = 187$  К), подавляющего ЯТ-кооперативное упорядочение. Причем изменение углов разворота октаэдров происходило до 180 К.

Значительное изменение всех  $C_{ij}$  начиная со 160 К ( $(C_{11} - C_{12})/2$  и  $C_{44}$  убывают, а  $C_{11}$  и  $C_B$  возрастают) свидетельствует о резком изменении длин Mn–O и углов поворота октаэдров, и о возвращении октаэдров к первоначальному состоянию выше 280 К с локальным их упорядочением. Таким образом, переход при 150 К можно считать обратным переходу при 280 К типа порядок–беспорядок первого рода.

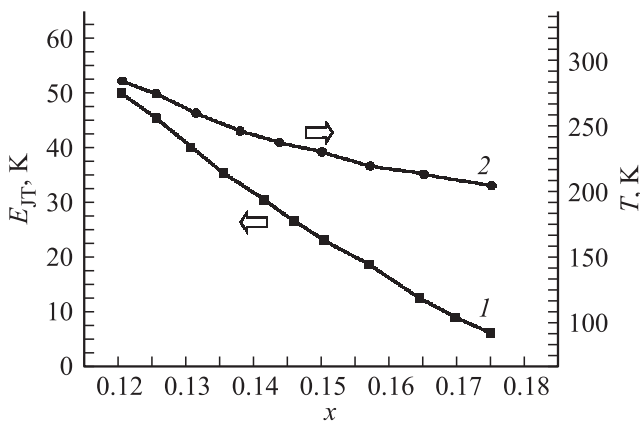
Ниже 150 К резко возрастает затухание акустических волн, сопровождающееся возрастанием  $\rho$ . Характер локальных упорядочений октаэдров ниже 150 К определяется переходом при  $T_{CO} = 140$  К к зарядовому упорядочению [1] и, по-видимому, управляется структурой ферромагнитного спинового упорядочения.

Предложенное объяснение находит подтверждение в экспериментах с приложенным магнитным полем. Приложение поля до 1.5 Т выше  $T = 320$  К не влияет на значения  $C_{ij}$  и  $\alpha$ . Ниже, при 280 К, наблюдался полевой сдвиг  $T_T$  на 5 К в сторону более низких температур

одновременно с увеличением до 190 К, а затем уменьшением  $\rho$ . Наоборот, вблизи  $T = 150$  К переход сдвигался в обратную сторону с увеличением  $\rho$ . Таким образом, было обнаружено, что приложенное поле совместно с намагниченностью эффективно подавляет кооперативное ЯТ-упорядочение, а кооперативное упорядочение значительно увеличивает  $\rho$ .

3.2. Образец  $La_{1-x}Sr_xMnO_3$  ( $x = 0.15$ ). В интервале 360–320 К, относящемся к ромбоэдрической  $R$  парамагнитной структуре с диэлектрическим типом проводимости (ПМИ), значительное плавное убывание значений  $C_{66}$  и  $C_{44}$  и небольшое увеличение  $C_{11}$  и  $C_B$ , что характерно согласно модели, соответствует увеличению длин связей Mn–O и уменьшению углов по связи Mn–O–Mn соседних октаэдров. По характеру изменений  $C_{ij}$  этот интервал соответствует увеличению локального ЯТ-упорядочения (кластеров) среди  $MnO_6$  и увеличению сопротивления, что и наблюдалось в эксперименте. Резкое изменение всех модулей вблизи 320 К, имевшее гистерезисный характер, можно отнести к структурному фазовому переходу первого рода из ромбоэдрического в орторомбическое  $O$  состояние  $T_{RO}$ , сопровождавшееся скачкообразным изменением сопротивления. Возникшему ниже  $T_{RO}$  увеличению  $C_{44}$  и  $(C_{11} - C_{12})/2$  можно сопоставить дальнейшее изменение параметров Mn–O и Mn–O–Mn, что свидетельствует об увеличении локального ЯТ-упорядочения и даже возникновении частичного кооперативного упорядочения среди октаэдров, сопровождавшегося значительным увеличением  $\rho$  ( $T_{OO'} = 240$  К). Переход в ФММ состояние ( $T = 230$  К) сопровождается, начиная с 260 К, резким значительным изменением всех упругих модулей, что свидетельствует об уменьшении ЯТ-взаимодействия среди октаэдров. Следовательно, возникновение ФММ фазы приводит к значительному подавлению ЯТ локального упорядочения, но с сохранением разупорядоченных искаженных октаэдров, что отражается в значительном падении  $\rho$ . Скачкообразное изменение всех модулей при  $180^\circ$  следует, согласно [1,2], отнести к новому структурному переходу внутри общей орторомбической фазы  $OO'$ , в которой возможно возникновение кооперативного упорядочения, что находит подтверждение в увеличении  $\rho$  ниже 190 К. Приложение поля до 1.5 Т в интервале 240–210 К, создающее резкое уменьшение  $\rho$ , а при увеличении поля до 15 Т [13] приводящее к эффекту КМС, дает еще одно подтверждение о процессе подавления ЯТ-упорядочения ферромагнитным упорядочением (рис. 3).

3.3. Образец  $La_{1-x}Sr_xMnO_3$  ( $x = 0.175$ ). В ромбоэдрической фазе и парамагнитно-диэлектрическом состоянии в интервале 360–310 К наблюдалось плавное уменьшение только модуля  $C_{66}$  и небольшие изменения  $C_{44}$  и  $\alpha$ , соответствующие изменению длины связей Mn–O. Предположительно это можно характеризовать как постепенное увеличение локального упорядочения ЯТ-искаженных при более высоких температурах октаэдров  $MnO_6$ , что соответствует практически линейному



**Рис. 4.** Зависимость интенсивности и температуры ЯТ-кооперативных переходов от концентрации допантов для  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ . Значения  $E_{JT}$  для образцов  $x = 0.12, 0.165$  и  $0.17$  вычислены из экспериментальных данных работ [10] и [14] соответственно. 1 —  $E_{JT}(x)$ , 2 —  $T_{JT}(x)$ .

увеличению  $\alpha$  и  $\rho$ . Пикообразное изменение всех модулей  $C_{ij}$  и  $\alpha$  вблизи 310 К с учетом их температурного гистерезиса  $\sim 6$  К представляется как частичный структурный переход из ромбоэдрической в орторомбическую структуру  $O$ . Как показали проведенные ранее измерения, переход  $R-O$  происходит для лантан-стронциевых манганитов при  $0.17 < x < 0.18$  в растянутом температурном интервале 340–180 К. Окончание перехода наблюдалось при 200 К по резкому изменению всех упругих модулей и затуханию, имевшему гистерезисный характер, уже в ферромагнитной металлической фазе ( $T_C = 277$  К).

Однако наиболее неожиданным было обнаружение вблизи 286 К скачкообразного несимметричного изменения модулей  $C_{ij}$ , затухания  $\alpha$  (значительное уменьшение  $C_{44}$ ,  $C_{11}$ ,  $C_B$  и меньшее увеличение  $C_{66}$ ), имевшее также гистерезисный характер: этим изменениям  $C_{ij}$  и  $\alpha$  можно сопоставить резкое и значительное изменение длин связей Mn–O и увеличение углов Mn–O–Mn. Значительное плавное увеличение  $C_{44}$  и уменьшение  $C_{11}$  и  $C_B$  ниже 280 К свидетельствует о макроскопическом изменении размера образца, т.е. увеличении магнитострикции, которая ранее наблюдалась в подобном образце с  $x = 0.17$  [14]. Ниже 280 К возникало резкое значительное уменьшение сопротивления, что характерно для перехода в ФММ-фазу. При дальнейшем понижении  $T$  до 220 К значение  $\rho$  постепенно уменьшалось. Ниже структурного перехода ( $T_S = 210$  К) продолжалось плавное увеличение  $C_{44}$ , свидетельствующее об уменьшении углов связей Mn–O–Mn и возрастании длины Mn–O. Таким образом, можно полагать, что в  $O'$  фазе возникает некоторое дополнительное уменьшение упорядочения среды  $\text{MnO}_6$  в ФММ, что и подтверждается уменьшением  $\rho$ .

Приложение магнитного поля до 1.5 Т, также как и для образцов с  $x = 0.125$  и  $0.15$ , сдвигает высокотем-

пературные ЯТ-фазовые переходы в сторону более низких температур, а низкотемпературные переходы — в сторону более высоких температур, причем в интервале 280–200 К значение  $C_{44}$  возросло более чем на 20%. Следовательно, приложенное поле совместно со спонтанной намагниченностью более эффективно подавляет локальное и кооперативное упорядочения. Это находит подтверждение в обнаружении эффекта КМС [13] в данном образце при приложении поля в 15 Т именно вблизи  $T_C$ .

Интенсивность ЯТ-переходов ( $E_{JT}$ ), вычисленная из экспериментальных данных по выражениям (1) и (2), уменьшается с ростом концентрации допантов (рис. 4), что является одной из главных причин резкого, на несколько порядков, уменьшения  $\rho$  при подавлении ЯТ-упорядочения внешним магнитным полем в образцах с  $x \geq 0.15$ .

### 3. Заключение

Полученные результаты свидетельствуют о возникновении не только ЯТ-искажений индивидуальных октаэдров  $\text{MnO}_6$ , но и их локального упорядочения в диэлектрической парамагнитной области фазовых диаграмм слабодопированных лантан-стронциевых манганитов. Степень искажения  $\text{MnO}_6$  убывает с ростом концентрации допанта. Кооперативное упорядочение с макроскопическим изменением размеров характерно для образцов с  $x < 0.15$  в орторомбической структуре. Однако и в интервале  $0.15 < x < 0.18$  существует частичное кооперативное упорядочение искаженных октаэдров. Ферромагнитное упорядочение при своем росте приводит к конкуренции как с кооперативным, так и локальным ЯТ-упорядочениями и полностью подавляет их при переходе в металлическую фазу. Особенности локального и кооперативного ЯТ-упорядочений определяются характером орбитального и магнитного упорядочений. Совокупность температурных характеристик магнитного и ЯТ-упорядочений свидетельствует в пользу предложенного механизма КМС — подавления локального ЯТ-упорядочения внешним полем в условиях спонтанного ферромагнитного упорядочения.

### Список литературы

- [1] J. Geck, P. Wochner, D. Bruns, B. Buchner, U. Gebhardt, S. Kiele, P. Reutler, A. Revcolevschi. Phys. Rev. B **69**, 104 413 (2004).
- [2] Qiu Xiangyun, Th. Proffen, J.F. Mitchell, S.J.L. Billinge. Phys. Rev. Lett. **94**, 177 203 (2005).
- [3] E.S. Bozin, M. Schmidt, A.J. DeConinck, G. Paglia, J.F. Mitchell, T. Chatterji, P.G. Radaelli, Th. Proffen, S.J.L. Billinge. Phys. Rev. Lett. **98**, 137 203 (2007).
- [4] A. Sartbaeva, S.A. Wells, M.F. Thorpe, E.S. Bozin, S.J.L. Billinge. Phys. Rev. Lett. **99**, 155 503 (2007).
- [5] M. Baldini, V.V. Struzhkin, A.F. Goncharov, P. Postorino, W.L. Mao. Phys. Rev. Lett. **106**, 066 402 (2011).

- [6] R. Korotana, G. Mallia, Z. Gercsi, L. Liborio, N.M. Harrison. Phys. Rev. B **89**, 205 110 (2014).
- [7] А.Р. Булатов, Х.Г. Богданова, В.А. Голенищев-Кутузов, Л.В. Елохина, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев. ФТТ **52**, 2238 (2010).
- [8] К.И. Кугель, Д.И. Хомский. УФН **25**, 231 (1982).
- [9] D.I. Khomskii, K.I. Kugel. Phys. Rev. B **67**, 134 401 (2003).
- [10] H. Hazama, T. Goto, Y. Nemoto, Y. Tomioka, A. Asamitsu, Y. Tokura. Phys. Rev. B **62**, 15 012 (2000).
- [11] T. Asaka, S. Mori, Y. Horibe, K. Takenaka, X.Z. Yu, T. Nagai, K. Kimoto, T. Hirayama, Y. Matsui. Phys. Rev. B **83**, 174 401 (2011).
- [12] T. Mertelj, R. Mamin, R. Yusupov, D. Mihailovic. Phys. Rev. B **83**, 113 103 (2011).
- [13] Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 833 (1996).
- [14] T.W. Darling, A. Migliori, E.G. Moshopoulou, Stuart A. Trugman, J.J. Neumeier, J.L. Sarrao, A.R. Bishop, J.D. Thompson. Phys. Rev. B **57**, 5093 (1998)