

Природа низкоэнергетических возбуждений зарядово-упорядоченной фазы манганитов $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$

Б. П. Горшунов, Е. С. Жукова, Е. Г. Максимов⁺, А. С. Прохоров, В. И. Торгашев*, Т. Жанг^{1)□▽}, Д. Ву^{1)□},
М. Дрессель^{1)□}

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

⁺ Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

* Физический факультет Южного Федерального Университета, Ростов на Дону, Россия

□ 1. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany

▽ Institute of Solid State Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, China

Поступила в редакцию 15 февраля 2010 г.

С целью исследования механизмов зарядового упорядочения в манганитах выполнены систематические исследования природы низкоэнергетических возбуждений поликристаллических и наноструктурированных образцов $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$. Установлено, что в интервале энергий 0.5–90 мэВ и температур 5–300 К в спектрах электродинамического отклика $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$ отсутствуют резонансные особенности, которые могли бы быть связаны с коллективными возбуждениями зарядово-упорядоченной фазы. Показано, что наблюдаемые на частотах 20–40 см^{-1} и 80–100 см^{-1} линии поглощения являются обычными акустическими фононами, приобретающими оптическую активность в результате структурного фазового перехода и возникновения сверхструктуры с учетверенным периодом вдоль кристаллографической оси a . Обнаружено подавление сверхструктуры в образцах с наноразмерными (≤ 40 нм) кристаллитами, указывающее на относительно слабую связь зарядового и магнитного параметров порядка с фононной подсистемой.

1. Введение. Замечательной особенностью манганитов $\text{R}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (R – редкая земля, A – щелочной элемент) является близость по величине энергий основных состояний, возникающих в результате конкуренции взаимодействий в магнитной, орбитальной, зарядовой и фононной подсистемах [1–4]. В таких условиях “хрупкое” стабильное фазовое состояние материала может легко варьироваться относительно небольшим изменением внешних параметров, таких как температура, магнитное или электрическое поле, давление, механическое напряжение, облучение и даже морфология образца – например, размер кристаллитов [5–13]. Наиболее известным следствием такого чувствительного баланса между различными фазами является эффект колоссального магнетосопротивления [14, 15]. Манганиты, однако, интересны и в более широком аспекте, поскольку они предоставляют возможность для исследования разнообразных электронных корреляционных эффектов в твердых телах. Взаимодействие параметров порядка различного типа проявляется в виде чрезвычайно богатой фазовой диаграммы манганитов, демонстрирующей существование фаз с за-

рядовым, магнитным и орбитальным упорядочениями, а также неоднородные зарядовые и спиновые состояния (фазовое расслоение, страйпы) [3, 4]. Выяснение микроскопической природы соответствующих фаз и переходов между ними составляет сегодня одну из наиболее актуальных тем физики коррелированных электронных состояний. При этом все больше внимания уделяется проводящим манганитам и исследованию природы зарядового упорядочения (CO, charge order). И хотя известно, что в формировании CO-фазы в той или иной степени участвуют взаимодействия во всех главных подсистемах – спиновой, зарядовой, орбитальной и фононной, микроскопика механизма CO-фазового перехода остается предметом активных дискуссий, а соответствующие экспериментальные результаты довольно противоречивы. Так, например, изначально предполагалось, что допирование LaMnO_3 кальцием ведет при $T < T_{\text{CO}}$ ($T_{\text{CO}} = 220\text{--}240$ К для $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$, $x = 0.75$) к пространственному разделению ионов марганца с целочисленной валентностью Mn^{3+} и Mn^{4+} , и что в случае соразмерных концентраций ($x = 1/2, 2/3, 3/4$) могут даже возникать “страйпы”, содержащие отдельно ионы Mn^{3+} и Mn^{4+} , отстоящие друг от друга в направлении a на расстояния, кратные со-

¹⁾ T. Zhang, D. Wu, M. Dressel.

ответствующей постоянной решетки a [16–19]. Позже, однако, выяснилось, что реальная ситуация является более сложной [19, 20]. Оказалось, что амплитуда пространственной модуляции заряда на ионах Mn заметно меньше заряда электрона и что, кроме того, волновой вектор модуляции плавно зависит от концентрации кальция, $\mathbf{q} = (1 - x)\mathbf{a}^*$ (\mathbf{a}^* – волновой вектор обратной решетки в направлении a), и в общем случае несоизмерен с периодом решетки a [21–24]. Детальная картина взаимодействий, приводящих к такому типу зарядового распределения как и к более низкотемпературному антиферромагнитному (antiferromagnetic, AFM) порядку ($T_{\text{AFM}} \approx 140$ К для $x = 0.75$), остается невыясненной [3, 4].

Одним из наиболее эффективных методов изучения коллективных электронных состояний является оптическая спектроскопия, позволяющая исследовать их микроскопическую природу путем наблюдения в оптических спектрах ярких проявлений электронных корреляций, таких, например, как коллективные возбуждения и энергетические щели (псевдощели). Поскольку эти особенности обычно характеризуются достаточно низкими энергиями [25, 26] – порядка миллиэлектронвольт или ниже, оптические эксперименты необходимо проводить, соответственно, в далеком инфракрасном (ИК) и терагерцовом-субтерагерцовом (ТГц-субТГц) диапазонах. Что касается манганитов, то к настоящему времени оптические исследования их СО-фазы проводились главным образом на относительно более высоких энергиях. Существует лишь две работы, посвященные ИК и ТГц-субТГц спектроскопии их СО-фазы. В [27] методом спектроскопии с временным разрешением исследовался диэлектрический отклик $\text{Pr}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$, и была обнаружена резонансная линия поглощения на энергиях 2–3 мэВ. Привлекая аналогию с одномерными проводниками и основываясь на малости характерной энергии резонанса, авторы [27] полагают, что его природа связана с коллективным возбуждением электронной и фононной компонент, сконденсированных в волну зарядовой плотности (charge-density wave, CDW) типа Пайерлса–Фрелиха [28]. В другой публикации [29] представлены результаты, полученные для целого ряда составов $\text{La}_{1-n/8}\text{Ca}_{n/8}\text{MnO}_3$ ($n = 5, 6$) и $\text{Nd}_{1/2}\text{Sr}_{1/2}\text{MnO}_3$. Измерения выполнялись на фурье-спектрометре, причем авторами была сделана попытка расширить стандартный для фурье-спектрометров рабочий диапазон в сторону низких частот с применением интенсивного синхротронного излучения. В [29] сообщается о наблюдении серии узких линий поглощения в интервале 6–20 см^{-1} , которые, как и в [27], интерпретируются как CDW-

фазоны. Зарегистрированные в [29] на частотах 20–80 см^{-1} более широкие возбуждения объясняются авторами как комбинации CDW-фазонов и CDW-амплитудонов. Надо заметить, что идея о том, что движущей силой зарядового упорядочения в манганитах может быть электрон-фононное взаимодействие типа Пайерлса–Фрелиха, довольно активно обсуждается последние несколько лет [23, 30–34], хотя окончательной ясности в вопросе о возможности реализации в них CDW-фазы нет [35, 36].

Целью настоящей работы являлось исследование природы низкоэнергетических возбуждений в зарядово-упорядоченной фазе манганитов с помощью метода терагерцовой-субтерагерцовой ЛОВ-спектроскопии (ЛОВ-лампа обратной волны, генератор ТГц-субТГц излучения). Перекрывая область частот от 0.03 до 1.5 ТГц (энергии кванта от долей мэВ до нескольких мэВ), данный метод является адекватным поставленной задаче и уже показал свою эффективность при исследовании электронных коррелированных состояний в самых разных системах [26], включая и низкоразмерные проводники с CDW. В настоящей работе мы представляем результаты, полученные для состава $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$ (LCMO). Поскольку монокристаллы для таких концентраций кальция до сих пор недоступны, нами исследовались поликристаллические образцы, что, тем не менее, предоставило нам дополнительные возможности для изучения свойств зарядовой и магнитной подсистем путем варьирования размеров кристаллитов, так как такое варьирование дает возможность изучать взаимодействие магнитного и зарядового параметров порядка [12, 13, 37, 38].

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение. Процесс синтеза поликристаллических образцов $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$ описан в [12]. Размеры кристаллитов определялись температурой отжига на конечной стадии синтеза. Кристаллическая структура контролировалась с помощью рентгеновского анализа. Для оптических измерений прессовались таблетки диаметром порядка 1 см и толщиной от 0.1 до 0.6 мм. Все образцы имели одинаковую плотность. Измерения при температурах 5–300 К проводились на двух спектрометрах. В интервале частот $\nu = 4–40$ см^{-1} с применением ТГц-субТГц ЛОВ-спектрометра выполнялись прямые измерения спектров проводимости $\sigma(\nu)$ и диэлектрической проницаемости $\epsilon(\nu)$. Методика измерений детально описана в работе [26]. На тех же образцах на фурье-спектрометре на частотах до 700 см^{-1} измерялись ИК спектры коэффициента отражения. Стандартный Крамерс–Крониг анализ ИК спектров отра-

жения, выполненный совместно с напрямую измеренными ТГц-субТГц спектрами $\sigma(\nu)$ и $\varepsilon(\nu)$, позволил нам получить спектры диэлектрического отклика $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$ в диапазоне частот 4–700 cm^{-1} .

На рис.1a,b представлены спектры проводимости и диэлектрической проницаемости

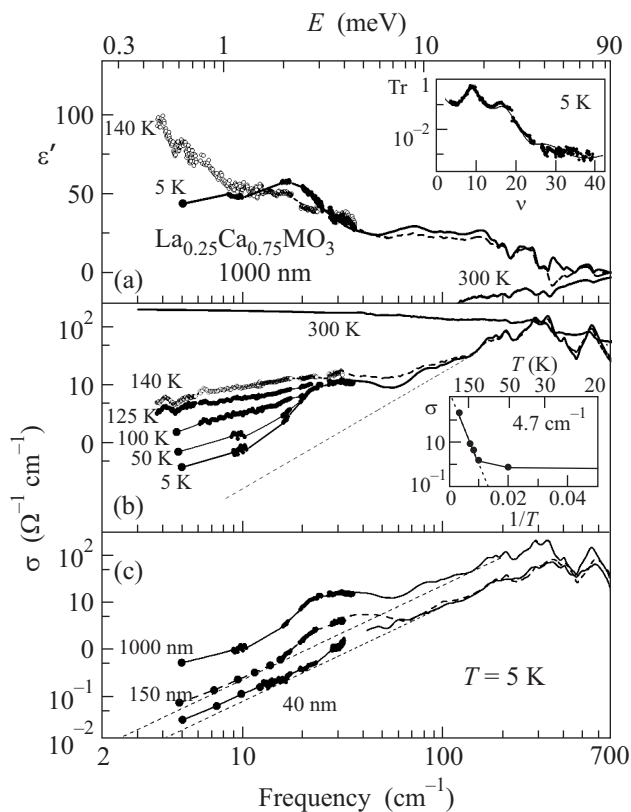


Рис.1. Спектры диэлектрической проницаемости и проводимости поликристаллического (a), (b) и наноструктурированного (c) образцов $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$. Точками показаны результаты измерений на ЛОВ-спектрометре [26], сплошные и пунктирные кривые – спектры, полученные на основе анализа ИК спектров отражения с применением соотношений Крамерса-Кронига. Прямыми пунктирными линиями показано квадратичное по частоте поведение, отвечающее низкочастотным “хвостам” фононов в ИК области. На вставке к рис.а показан спектр коэффициента пропускания образца $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$ толщиной 76 мкм. Здесь точки – эксперимент, сплошная кривая – результат обработки экспериментального спектра с применением формул Френеля для пропускания плоского слоя. На вставке к рис.б показано активационное ($E_{\text{act}} = 0.13$ эВ) температурное поведение низкочастотной проводимости (пунктир)

$\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$, измеренные на поликристаллических (размер кристаллитов 1–2 мкм) образцах. При комнатной температуре, выше температуры СО,

спектры $\sigma(\nu)$ и $\varepsilon(\nu)$ имеют типичный для проводников вид [39]: проводимость слабо зависит от частоты на низких частотах и падает с увеличением частоты; диэлектрическая проницаемость отрицательна ниже 700 cm^{-1} и возрастает с увеличением частоты. Выше примерно 200 cm^{-1} видны фононные линии, не полностью экранированные свободными носителями в силу их относительно невысокой концентрации. С охлаждением низкочастотная ($\approx 10 \text{ cm}^{-1}$) проводимость падает, причем по активационному закону (вставка на рис.1b) $\sigma \sim \exp(-E_{\text{act}}/k_B T)$, $E_{\text{act}} = 0.13$ эВ, что свидетельствует о наличии щели $2\Delta = E_{\text{act}}$ в плотности электронных состояний, видной также в виде “порога поглощения” в ИК спектрах проводимости [40] (k_B – постоянная Больцмана). В СО-фазе, при $T < T_{\text{CO}}$, вид спектров $\sigma(\nu)$ и $\varepsilon(\nu)$ изменяется. Здесь проводимость возрастает, диэлектрическая проницаемость падает с увеличением частоты, а фононные особенности становятся более ярко выраженными. Кроме того, в спектрах $\sigma(\nu)$ и $\varepsilon(\nu)$ отчетливо видна широкая резонансная (согласно характерной дисперсии ε' , рис.1a) полоса поглощения на частотах 20–50 cm^{-1} , она наиболее ярко проявляется в АФМ-упорядоченной фазе при $T < T_{\text{AFM}} = 140$ К. Детальный анализ показывает, что полоса состоит из двух линий поглощения с собственными частотами около 25 и 38 cm^{-1} . Похожее поглощение наблюдалось ранее в работе [29] в материале такого же состава, $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$. Заметим, однако, что в наших спектрах полностью отсутствует наблюдавшаяся в [29] дополнительная узкая линия в районе 7–10 cm^{-1} [29]. Это продемонстрировано на вставке к рис.1a, где представлен спектр коэффициента пропускания пластинки толщиной 76 мкм: падение пропускания выше 20 cm^{-1} вызвано описанной выше полосой поглощения, а более низкочастотные осцилляции связаны с интерференцией излучения внутри плоскопараллельной пластинки. Еще одна особенность в виде несколько менее ярко выраженной широкой полосы видна в наших спектрах в районе 80–100 cm^{-1} . Как демонстрируют рис.1c и рис.2, обе полосы поглощения теряют свою интенсивность при уменьшении размера кристаллитов и полностью исчезают в образцах с кристаллитами размером 40 нм.

В отличие от представленной в литературе интерпретации [29], мы считаем, что наблюдаемые в спектрах $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$ низкоэнергетические линии поглощения не могут свидетельствовать о возникновении основного состояния с волной зарядовой плотности. Наши аргументы состоят в следующем. Во-первых, полоса поглощения на частотах

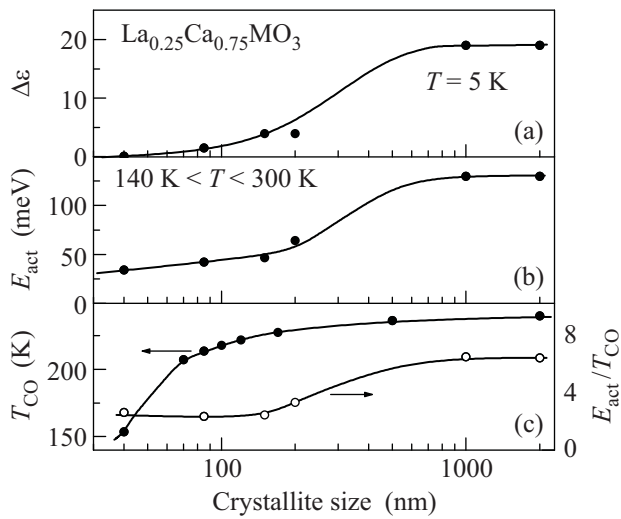


Рис.2. Зависимость от размеров кристаллитов характеристик $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$. (а) Суммарный диэлектрический вклад $\Delta\epsilon$ полосы поглощения на частотах $20\text{--}40\text{ см}^{-1}$. (б) Энергия активации, описывающая температурный ход низкочастотной ($5\text{--}10\text{ см}^{-1}$) проводимости. (в) Температура зарядового упорядочения (левая ось, данные [12]) и отношение $E_{\text{act}}/T_{\text{CO}}$

$20\text{--}40\text{ см}^{-1}$ не может интерпретироваться как пиннигованный CDW-фазон, поскольку: а) она состоит из двух близко лежащих линий, в то время как фазонные CDW-моды всегда представлены в виде одиночного резонанса [28]; б) она является резонансной, тогда как CDW-фазон в манганитах должен был бы быть передемпфированным вследствие “грязного пайерлсовского перехода” (“dirty Peierls transition” [34, 41]); в) как показывает наш анализ, суммарный диэлектрический вклад $\Delta\epsilon$ полосы не зависит от температуры, в противоположность тому, что наблюдается в низкоразмерных проводниках с CDW [28]. Вторых, величины энергетической щели 2Δ и отношения $2\Delta/T_{\text{CO}}$, регистрируемые в манганитах, намного превосходят соответствующие типичные для проводников с CDW значения $2\Delta/T_{\text{CDW}} \approx 3.5$. В частности, для $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ значения $2\Delta/T_{\text{CO}}$ изменяются в пределах от ≈ 6 ($x = 0.75$, наши результаты) до ≈ 30 ($x = 0.5$ [40]).

Мы полагаем, что наблюдаемые в $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$ на частотах $20\text{--}50\text{ см}^{-1}$ и $80\text{--}100\text{ см}^{-1}$ полосы поглощения соответствуют обычным акустическим фононам, приобретающим оптическую активность в ИК спектрах вследствие структурного фазового перехода $Pnma \leftrightarrow P2_1/m$ антиферродисторсионного типа с учетверением периода a кристаллической решетки и происходящего при $T = T_{\text{CO}}$ [32]. При этом, как результат изменения структуры кристаллической решетки, моды из точек

зоны Бриллюэна с волновыми векторами $\mathbf{q} = \mathbf{a}^*/4$ и $\mathbf{q} = \mathbf{a}^*/2$ ромбической фазы “перебрасываются” в центр зоны ($\mathbf{q} = 0$) моноклинной фазы. Рис.3

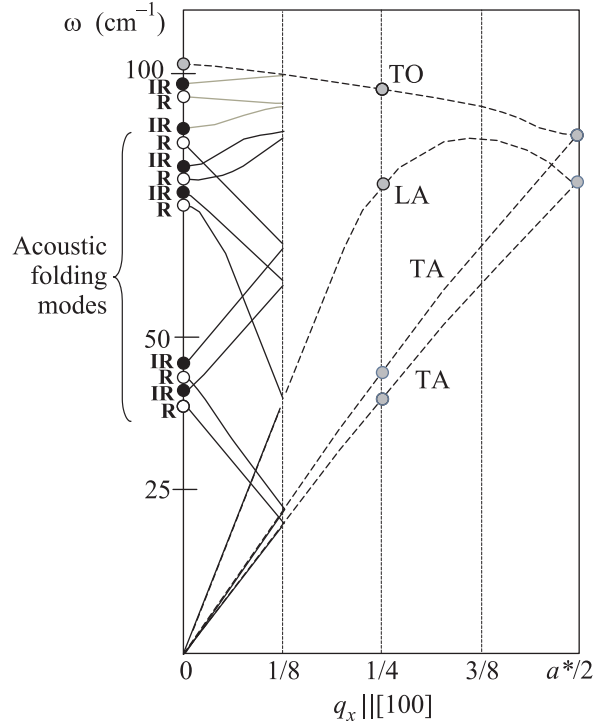


Рис.3. Качественная схема, демонстрирующая перебор (фолдинг, folding) фононных дисперсионных ветвей при фазовом переходе $Pnma \leftrightarrow P2_1/m$ с учетверением параметра a элементарной ячейки. Фононы с $\mathbf{q}_x = \mathbf{a}^*/4$ и $\mathbf{q}_x = \mathbf{a}^*/2$ ромбической фазы (серые кружки на схеме дисперсии) перебрасываются в центр моноклинной зоны Бриллюэна и становятся КР (Raman, R) и ИК (infrared, IR) активными оптическими модами (белые и черные кружки, соответственно). Полосу в области 1 ТГц формируют поперечные акустические (ТА) фононы с $\mathbf{q}_x = \mathbf{a}^*/4$, тогда как полоса в области 3 ТГц обусловлена модами с границы зоны Бриллюэна ($\mathbf{q}_x = \mathbf{a}^*/2$) и продольными акустическими (ЛА) фононами с $\mathbf{q}_x = \mathbf{a}^*/4$

демонстрирует соответствующую трансформацию низкочастотных дисперсионных фононных ветвей в этом случае. Поскольку в литературе отсутствуют данные по дисперсии фононных мод для твердых растворов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$, рисунок построен на основе известных для LaMnO_3 расчетов [42]. Очевидно, что полоса поглощения, наблюдаемая на частотах $20\text{--}40\text{ см}^{-1}$, отвечает акустическим модам, имевшим волновой вектор $\mathbf{q} = \mathbf{a}^*/4$, а более широкая полоса на частотах $80\text{--}100\text{ см}^{-1}$ связана с группой мод в X -точке зоны Бриллюэна (волновой вектор $\mathbf{q} = \mathbf{a}^*/2$). Тот факт, что в наших экспериментах не удалось достаточно четко прописать отдельные

линии, можно связать как с поликристаллической природой исследованных образцов, так и с возможным наличием дополнительных фаз, например, фазы со сверхструктурой с периодом $3a$ [32] (в этом случае в ИК спектрах активируются моды с $\mathbf{q} = \mathbf{a}^*/3$). Заметим, что наблюдение обсуждаемых полос поглощения лишь в AFM-фазе и их “отсутствие” при $T_{AFM} < T < T_{CO}$ коррелирует с данными рентгеноструктурных исследований [32], показывающих, что хотя весовой фактор фазы с учетверенным периодом становится отличным от нуля уже при $T < T_{CO}$, максимальных значений он достигает только при $T < T_{AFM}$.

Как видно из рис.1с и из рис.2, интенсивность обсуждаемых полос поглощения падает по мере уменьшения размеров кристаллитов и становится практически равной нулю в образцах с кристаллитами размером 40 нм. Другими словами, в наноразмерных (≤ 40 нм) образцах происходит полное подавление $4a$ -сверхструктуры в кристаллической решетке $La_{0.25}Ca_{0.75}MnO_3$. В то же время, согласно нашим результатам (рис.2) и данным магнитных измерений [13], зарядовое и магнитное упорядочения в наноструктурированных (размер ≤ 40 нм) образцах $La_{0.25}Ca_{0.75}MnO_3$ не исчезают, а лишь ослабевают. Это свидетельствует о том, что динамика кристаллической решетки не играет решающей роли в стабилизации зарядового и магнитного порядков, и что структурные превращения в $La_{0.25}Ca_{0.75}MnO_3$ являются своего рода “побочными эффектами” при сложных взаимодействиях зарядового, магнитного и орбитального параметров порядка.

Микроскопический механизм подавления сверхструктуры в нано-размерных частицах $La_{0.5}Ca_{0.5}MnO_3$ может быть связан с гидростатическим давлением, генерируемым на поверхности кристаллитов [13, 38] и препятствующим увеличению постоянной решетки, а следовательно, стабилизирующим высокотемпературную парамагнитную фазу. Поскольку при изменении размера кристаллитов основные изменения зарядовых свойств $La_{0.25}Ca_{0.75}MnO_3$ (наши результаты, рис.2) и магнитных характеристик $La_{0.5}Ca_{0.5}MnO_3$ [38] происходят при одних и тех же размерах, можно предположить, что именно в этом интервале (300–600 нм) поверхностное давление достигает величин (несколько ГигаПаскаль [38]), сравнимых с внутренними напряжениями, генерирующими структурные превращения в кристаллической решетке.

3. Заключение. С применением методов терагерцовой ЛОВ-спектроскопии и инфракрасной фурье-спектроскопии в интервале частот $4\text{--}700\text{ см}^{-1}$ при

температурах $5\text{--}300\text{ К}$ проведены измерения спектров динамической проводимости и диэлектрической проницаемости поликристаллических и наноструктурированных образцов проводящих манганитов состава $La_{0.25}Ca_{0.75}MnO_3$. В антиферромагнитно упорядоченной фазе, при $T < 140\text{ К}$, наблюдаются полосы поглощения на частотах $20\text{--}40\text{ см}^{-1}$ ($2.5\text{--}5\text{ мэВ}$) и $80\text{--}100\text{ см}^{-1}$ ($10\text{--}12.5\text{ мэВ}$). Показано, что данные полосы обусловлены акустическими фононами, которые становятся оптически активными благодаря изменению правил отбора вследствие структурного фазового перехода $Pnma \leftrightarrow P2_1/m$ антиферродисторсионного типа с учетверением периода a кристаллической решетки. Обнаружено, что с уменьшением размеров кристаллитов происходит подавление полос поглощения и, следовательно, сверхструктуры в кристаллической решетке, в то время как зарядовое и магнитное упорядочения сохраняются, что свидетельствует о слабой связи зарядового и магнитного параметров порядка с фононной подсистемой.

Авторы благодарят П. Арсеева, Д. Ефремова, Н. Ковалеву, А. Мухина, В. Травкина и S. Tomić за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке научных программ Президиума РАН и Отделения физических наук РАН, Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 08-02-00757a) и Немецкого Исследовательского Общества. Д. Ву и Т. Жанг благодарят за поддержку фонд Гумбольдта.

1. C. N. R. Rao and B. Raveau, *Colossal Magnetoresistance, Charge Ordering and Related Properties of Manganese Oxides*, World Scientific, Singapore, 1998.
2. Y. Tokura, *Colossal Magnetoresistance Oxides*, Gordon and Breach, New York, 2000.
3. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, *Phys. Rep.* **344**, 110 (2001).
4. J. M. D. Coey, M. Viret, and S. von Molnar, *Adv. in Physics* **58**, 571 (2009).
5. H. Kuwahara, Y. Tomioka, A. Asamitsu et al., *Science* **270**, 961 (1995).
6. A. Asamitsu, Y. Tomioka, H. Kuwahara et al., *Nature* **388**, 50 (1997).
7. D. P. Kozlenko, Z. Jirak, I. N. Goncharenko et al., *J. Phys. C* **16**, 5883 (2004).
8. C. Cui and A. Tyson, *Phys. Rev. B* **70**, 094409 (2004).
9. V. Kiryukhin, D. Casa, J. P. Hill et al., *Nature* **386**, 813 (1997).
10. D. E. Cox, P. G. Radaelli, M. Marezio et al., *Phys. Rev. B* **57**, 3305 (1998).
11. T. Mori, K. Ogawa, K. Yoshida et al., *J. Phys. Soc. Jap.* **66**, 3570 (1997).

12. T. Zhang, T. F. Zhou, T. Qian et al., *Phys. Rev. B* **76**, 174415 (2007).
13. T. Zhang and M. Dressel, *Phys. Rev. B* **80**, 014435 (2009).
14. R. von Helmolt, J. Wecker, B. Holzapfel et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2331 (1993).
15. S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack et al., *Science* **264**, 413 (1994).
16. J. Goodenough, *Phys. Rev.* **100**, 564 (1955).
17. S. Mori, C. H. Chen, and S.-W. Cheong, *Nature* **392**, 473 (1998).
18. C. H. Chen, S.-W. Cheong, and H. Y. Hwang, *J. Appl. Phys.* **81**, 4326 (1997).
19. R. Wang, J. Gui, Y. Zhu, and A. R. Moodenbaugh, *Phys. Rev. B* **61**, 11946 (2000).
20. P. G. Radaelli, D. E. Cox, L. Caponga et al., *Phys. Rev. B* **59**, 14440 (1999).
21. J. Herrero-Martin, J. Garsia, G. Subias et al., *Phys. Rev. B* **70**, 024408 (2004).
22. M. Coey, *Nature* **430**, 155 (2004).
23. J. C. Loudon, S. Cox, A. J. Williams et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 097202 (2005).
24. S. Cox, E. Rosten, J. C. Chapman et al., *Phys. Rev. B* **73**, 132401 (2006).
25. M. Dressel and G. Grüner, *Electrodynamics of Solids*, Cambridge University Press, Cambridge, 2002.
26. B. P. Gorshunov, A. Volkov, A. S. Prokhorov et al., *Quantum Electronics* **37**, 916 (2007).
27. N. Kida and M. Tonouchi, *Phys. Rev. B* **66**, 024401 (2002).
28. G. Gruner, *Density Waves in Solids*, Addison-Wesley, Reading, 1994.
29. A. Nucara, P. Maselli, P. Calvani et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 066407 (2008).
30. G. C. Milward, M. J. Calderion, and P. B. Littlewood, *Nature* **433**, 607 (2005).
31. Y.-G. Chuang, A. D. Gromko, D. S. Dessau et al., *Science* **292**, 1509 (2001).
32. M. Pissas, I. Margiolaki, K. Prassides et al., *Phys. Rev. B* **72**, 064426 (2005).
33. A. Wahl, S. Mercone, A. Pautrat et al., *Phys. Rev. B* **68**, 094429 (2003).
34. S. Cox, J. Singleton, R. D. McDonald et al., *Nature* **7**, 25 (2008).
35. R. Schmidt, *Phys. Rev. B* **77**, 205101 (2008).
36. B. Fisher, J. Genossar, L. Patlagan et al., *J. Magn. Magn. Materials*, in press.
37. X. G. Huang, J. F. Ding, G. Q. Zhang et al., *Phys. Rev. B* **78**, 224408 (2008).
38. T. Sarkar, B. Ghosh, A. K. Raychaudhuri et al., *Phys. Rev. B* **77**, 235112 (2008).
39. А. В. Соколов, *Оптические свойства металлов*, М.: ГИФМЛ, 1961.
40. K. H. Kim, S. Lee, T. W. Noh et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 167204 (2002).
41. S. Cox, J. C. Lashley, E. Rosten et al., *J. Phys. Condens. Matter* **19**, 192201 (2007).
42. E. G. Rini, M. N. Rao, S. L. Chaplot et al., *Phys. Rev. B* **75**, 214301 (2007).