

Влияние высокого давления на кристаллическую, магнитную структуру и спектры рамановского рассеяния света манганита $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$

Д. П. Козленко⁺, Т. А. Чан^{+*}, А. В. Труханов[×], С. Е. Кичанов⁺, С. В. Труханов[×], Л. С. Дубровинский^{°1)},
Б. Н. Савенко⁺

⁺ Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

^{*} Тульский государственный университет, 300600 Тула, Россия

[×] НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, 220072 Минск, Республика Беларусь

[°] Bayerisches Geoinstitut, Universität Bayreuth, D-95440 Bayreuth, Germany

Поступила в редакцию 17 августа 2011 г.

После переработки 30 августа 2011 г.

Проведено исследование кристаллической, магнитной структуры и спектров рамановского рассеяния света манганита $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ методами нейтронной дифракции в диапазоне давлений до 5 ГПа, рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии в диапазоне до 30 ГПа. Определены барические зависимости параметров и объема элементарной ячейки, межатомных связей Mn–O в орторомбической структуре симметрии $Imma$, а также частот изгибающих и растягивающих колебательных мод кислородных октаэдров. При давлении $P = 1.9$ ГПа в области низких температур обнаружен магнитный фазовый переход из исходного ферромагнитного (ФМ) основного состояния ($T_C = 197$ К) в антиферромагнитное (АФМ) состояние А-типа ($T_N = 153$ К). Фазы ФМ и АФМ сосуществуют в диапазоне давлений до 5.1 ГПа и характеризуются отрицательным, $dT_C/dP = -2.3$ К/ГПа, и положительным, $dT_N/dP = 8$ К/ГПа, барическими коэффициентами температур Кюри и Нееля соответственно. Барическое поведение температуры Кюри в $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ резко отличается от других манганитов близкого состава с орторомбической структурой симметрии $Pnma$ и ромбоэдрической структурой симметрии $R\bar{3}c$, в которых ФМ-фаза характеризуется положительными значениями dT_C/dP . Обсуждаются структурные механизмы данных явлений.

1. Введение. Перовскитоподобные манганиты $\text{R}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (R – редкоземельный, А – щелочноземельный элемент) проявляют большое разнообразие физических свойств в зависимости от порядкового номера и концентрации R и А элементов. Сильная корреляция магнитных, электронных и транспортных свойств манганитов вызывает их высокую чувствительность к изменению термодинамических параметров (температуры, давления) и внешним воздействиям (магнитному полю). Ярким примером является эффект колоссального магнетосопротивления, открывающий широкие перспективы их использования в устройствах хранения информации и датчиках магнитного поля [1]. Магнитные свойства манганитов определяются балансом двух конкурирующих взаимодействий: двойного обмена, связанного с выигрышем в кинетической энергии за счет переноса делокализованных (e_g) электронов в цепочках $\text{Mn}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Mn}^{4+}$ и способствующего ферромагнитному (ФМ) упорядочению магнитных мо-

ментов Mn, и антиферромагнитного (АФМ) сверхобмена между магнитными моментами Mn, сформированными локализованными (t_{2g}) электронами [1, 2]. Двойной обмен является доминирующим взаимодействием в соединениях со сравнительно большими значениями среднего радиуса $\langle r_A \rangle$ катионов (R, A): $\text{R}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$, $\text{R}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ (R = La, Pr, Nd), $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$. Оно приводит к их переходу из парамагнитного диэлектрического в ферромагнитное металлическое состояние в области концентраций $0.2 < x < 0.5$. Максимальное значение температуры Кюри T_C , близкой к температуре перехода диэлектрик–металл T_{IM} , достигается при уровне допирования $x \sim 0.3-0.35$ и зависит от $\langle r_A \rangle$ [1, 2].

Недавние исследования показали, что воздействие высокого давления приводит к значительным изменениям физических свойств манганитов с оптимальным уровнем допирования, причем характер этих изменений сильно зависит от симметрии кристаллической структуры [3–7]. В соединениях $\text{La}_{0.75}\text{Ca}_{0.25}\text{MnO}_3$ и $\text{Pr}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ с орторомбической кристаллической структурой симметрии $Pnma$

¹⁾L.S. Dubrovinsky.

при воздействии высокого давления ($P \sim 2$ ГПа) наблюдалось подавление исходного ФМ-состояния и появление нового АФМ-состояния А-типа [3, 4]. При этом ФМ- и АФМ-фазы сосуществуют друг с другом в диапазоне давлений до 5 ГПа, а температура Кюри демонстрирует аномальный рост с барическим коэффициентом 12 К/ГПа для $\text{La}_{0.75}\text{Ca}_{0.25}\text{MnO}_3$ [3]. В спектрах рамановского рассеяния света $\text{La}_{0.75}\text{Ca}_{0.25}\text{MnO}_3$ также была обнаружена аномальная барическая зависимость так называемой ян-теллеровской растягивающей фононной моды колебаний кислородных октаэдров с симметрией B_{2g} [6]. В то же время в соединении $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с ромбоэдрической кристаллической структурой симметрии $R\bar{3}c$ основное ферромагнитное состояние остается стабильным в диапазоне давлений до 8 ГПа, а температура Кюри возрастает со значительно меньшим барическим коэффициентом, 4 К/ГПа [7].

Предыдущие исследования оптимально допированных манганитов при воздействии высоких давлений были сконцентрированы на орторомбических соединениях симметрии $Pnma$, допускающей реализацию статического кооперативного эффекта Яна–Теллера и анизотропное сжатие кислородных октаэдров, и ромбоэдрических соединениях симметрии $R\bar{3}c$, особенностями которой являются изотропность кислородных октаэдров и отсутствие статического кооперативного эффекта Яна–Теллера. В то же время воздействие высокого давления на атомную, магнитную структуру и различные свойства орторомбических манганитов с промежуточным типом симметрии $Imma$ ($\text{R}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$) ($\text{R} = \text{La}, \text{Pr}$) [8, 9] остается малоизученным. Данный тип симметрии характеризуется отсутствием статического кооперативного эффекта Яна–Теллера, однако допускает реализацию анизотропного сжатия кислородных октаэдров. Настоящая работа посвящена исследованию влияния высокого давления на кристаллическую, магнитную структуру и спектры рамановского рассеяния света соединения $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ методами нейтронной дифракции, рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии.

2. Описание эксперимента. Поликристаллические образцы $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ были приготовлены стандартным методом твердофазной реакции аналогично процедуре, описанной в работе [8].

Эксперименты по рентгеновской дифракции в диапазоне давлений до 30 ГПа при комнатной температуре проводились с помощью специального дифрактометра, состоящего из высокопоточного генератора рентгеновского излучения FRD (Mo–K α -излучение с $\lambda = 0.7115$ Å), фокусирующей опти-

ческой системы FluxMax и детектора Bruker APEX CCD. Образец помещался в камеру высокого давления с алмазными наковальнями [10] в рениевую гасклету с диаметром отверстия 150 мкм. Диаметр рабочей площадки наковален составлял 300 мкм. В качестве передающей давление среды использовалась смесь метанол–этанол в соотношении 4:1. Давление в камере измерялось по сдвигу линии люминесценции рубина с точностью 0.05 ГПа. Для оценки градиентов давления в различные области рабочего объема гасклеты помещались микрокристаллы рубина с размером около 7 мкм. Величина градиента распределения давления на образце не превышала 15% в исследуемом диапазоне давлений. Для дополнительной калибровки давления к образцу добавлялось небольшое количество золота. Для конвертации двумерных дифракционных данных в одномерные дифракционные спектры использовалась программа FIT2D [11]. Анализ дифракционных данных проводился с помощью программы Fullprof [12]. Спектры рамановского рассеяния света измерялись на спектрометре LabRam (NeHe-лазер с длиной волны 632 нм, конфокальная щель 110 мкм, и $\times 50$ объектив).

Эксперименты по нейтронной дифракции проводились на спектрометре ДН-12 [13] импульсного высокопоточного реактора ИБР-2 (ЛНФ им. И.М.Франка, ОИЯИ, Дубна) с использованием камер высокого давления с сапфировыми наковальнями [14] в диапазонах внешних высоких давлений 0–5 ГПа и температур 10–300 К. Дифракционные спектры измерялись при углах рассеяния $2\theta = 90^\circ$ и 45.5° , для которых разрешение дифрактометра на длине волны $\lambda = 2$ Å составляло $\Delta d/d = 0.02$ и 0.025 соответственно. Характерное время измерения одного спектра 20 ч. Объем исследуемых образцов составлял $V \sim 2.5$ мм³. Давление в камере измерялось по сдвигу линии люминесценции рубина с точностью 0.05 ГПа. Анализ дифракционных данных производился методом Ритвельда с помощью программ MR1A [15] (кристаллическая структура) и FullProf [12] (магнитная структура).

3. Полученные результаты и обсуждение.

Рентгеновские дифракционные спектры $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, измеренные в диапазоне давлений до 30 ГПа при комнатной температуре (рис. 1), соответствуют орторомбической кристаллической структуре симметрии $Imma$ [8]. Рассчитанные на основе анализа дифракционных данных по методу Ритвельда зависимости параметров элементарной ячейки от давления показаны на рис. 2. Коэффициенты линейной сжимаемости $k_i = -(1/a_{i0})(da_i/dP)_T$ составляют $k_a = 0.0008$, $k_b =$

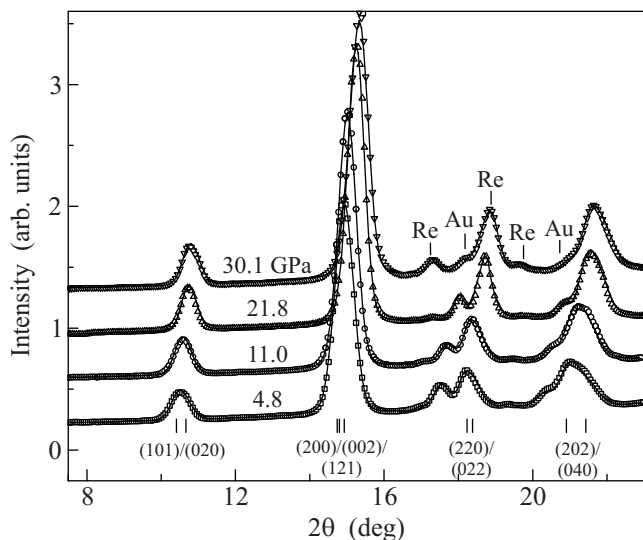


Рис. 1. Участки рентгеновских дифракционных спектров $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, полученных при различных давлениях и комнатной температуре. Показаны экспериментальные точки, рассчитанные профили, положения и индексы наиболее интенсивных рефлексов, а также дополнительные рефлексы от Re-гаскеты и Au

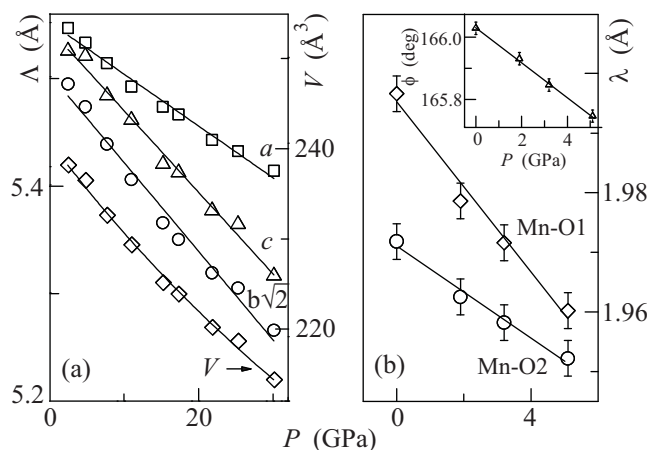


Рис. 2. Зависимости параметров Λ и объема V элементарной ячейки $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ от давления, интерполированные линейными функциями и уравнением Берча-Мурнагана (a). Зависимости длин λ связей Mn-O1, Mn-O2, среднего валентного угла Mn-O-Mn (вставка) от давления при комнатной температуре и их линейная интерполяция (b)

0.0014 , $k_c = 0.0013 \text{ ГПа}^{-1}$. Барическая зависимость объема элементарной ячейки (рис. 2) аппроксимировалась уравнением состояния Берча-Мурнагана [16]: $P = \frac{3}{2}B_0(x^{-7/3} - x^{-5/3})[1 + \frac{3}{4}(B' - 4)(x^{-2/3} - 1)]$, где $x = V/V_0$ - относительное изменение объема, V_0 - объем элементарной ячейки при $P = 0$,

$B_0 = -V(dP/dV)_T$ и $B' = (dB_0/dP)_T$ - модуль все-стороннего сжатия и его производная по давлению. Полученные значения составили $B_0 = 144(5) \text{ ГПа}$, $B' = 4(1)$, $V_0 = 240.8(7) \text{ \AA}^3$. Величина B_0 для $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ несколько меньше по сравнению с аналогичными значениями для других манганитов близкого состава: $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (167 ГПа) [7] и $\text{La}_{0.75}\text{Ca}_{0.25}\text{MnO}_3$ (178 ГПа) [3].

Нейтронные дифракционные спектры $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, полученные при различных давлениях и температурах, представлены на рис. 3. При нормальном давлении и температуре ниже $T_C = 197 \text{ К}$ наблюдается увеличение интенсивности дифракционных пиков (200)/(002)/(121) и (101)/(020), расположенных на $d \sim 2.78$ и 3.91 \AA , что указывает на формирование основного ферромагнитного состояния. Величина магнитного момента марганца составляет $\mu_{\text{FM}} = 3.6(1) \mu_B$ при $T = 10 \text{ К}$ в соответствии с данными работы [8]. В орторомбической структуре симметрии *Imma* кислородные октаэдры содержат два типа неэквивалентных связей: одну пару Mn-O1, ориентированную вдоль кристаллографической оси *b*, и две пары Mn-O2 одинаковой длины, лежащие в плоскости (*ac*). С повышением давления происходит анизотропное сжатие кислородных октаэдров вдоль оси *b*, что проявляется в большем значении коэффициента линейной сжимаемости $k_i = -(1/l_{\text{Mn-O}_i})(dl_{\text{Mn-O}_i}/dP)_T$ ($i = 1, 2$) для связи Mn-O1 по сравнению со связью Mn-O2: $k_{\text{Mn-O}_1} = 0.0035$ и $k_{\text{Mn-O}_2} = 0.0019 \text{ ГПа}^{-1}$ соответственно (рис. 2). Среднее значение валентного угла Mn-O-Mn ϕ уменьшается от 166.0° до 165.7° в диапазоне давлений 0–5.1 ГПа (рис. 2b, вставка).

При высоком давлении, $P = 1.9 \text{ ГПа}$, в области температур ниже 190 К также наблюдался дополнительный вклад в интенсивность дифракционных пиков (200)/(002)/(121) и (101)/(020), соответствующий формированию ФМ-фазы. Кроме того, при температурах ниже $T_N = 153 \text{ К}$ обнаружено появление новых магнитных рефлексов (010) и (111) на $d \sim 7.50$ и 3.44 \AA (рис. 3). Анализ экспериментальных данных показал, что они соответствуют появлению антиферромагнитной фазы с упорядочением А-типа [3], которая сосуществует с исходной ФМ-фазой. Магнитные моменты Mn в данной АФМ-структуре лежат в плоскостях (*ac*). Они ориентированы параллельно друг другу в пределах этих плоскостей и меняют направление на противоположное в соседних плоскостях, перпендикулярных оси *b* орторомбической структуры. Значения магнитных моментов при $T = 10 \text{ К}$ для ФМ- и АФМ-фаз составляют $\mu_{\text{FM}} = 3.2(1) \mu_B$ и $\mu_{\text{AFM}} = 1.8(1) \mu_B$ соответственно. С повышением

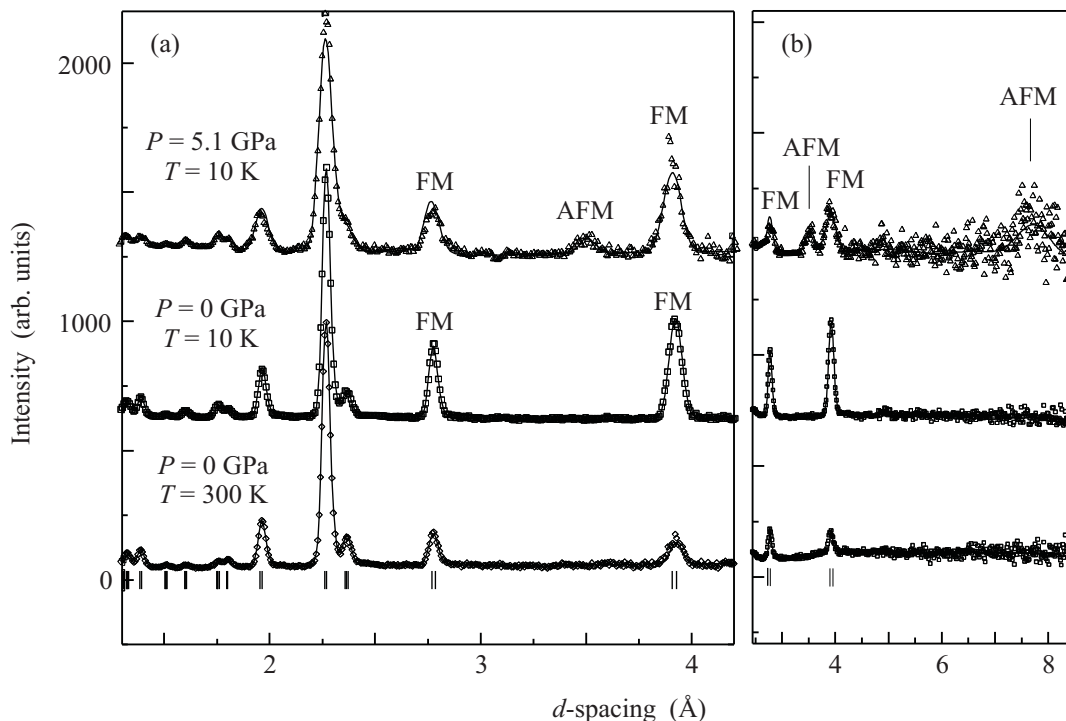


Рис. 3. Участки нейтронных дифракционных спектров $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, измеренных при $P = 0$ и 5.1 ГПа, $T = 295$ и 10 К, углы рассеяния $2\theta = 90^\circ$ (а), $2\theta = 45.5^\circ$ (б), обработанные по методу Ритвельда. Показаны экспериментальные точки и вычисленный профиль. Вертикальными штрихами указаны рассчитанные положения структурных дифракционных пиков. Наиболее интенсивные АФМ-пики и пики с ФМ-вкладом помечены символами “АФМ” и “ФМ” соответственно

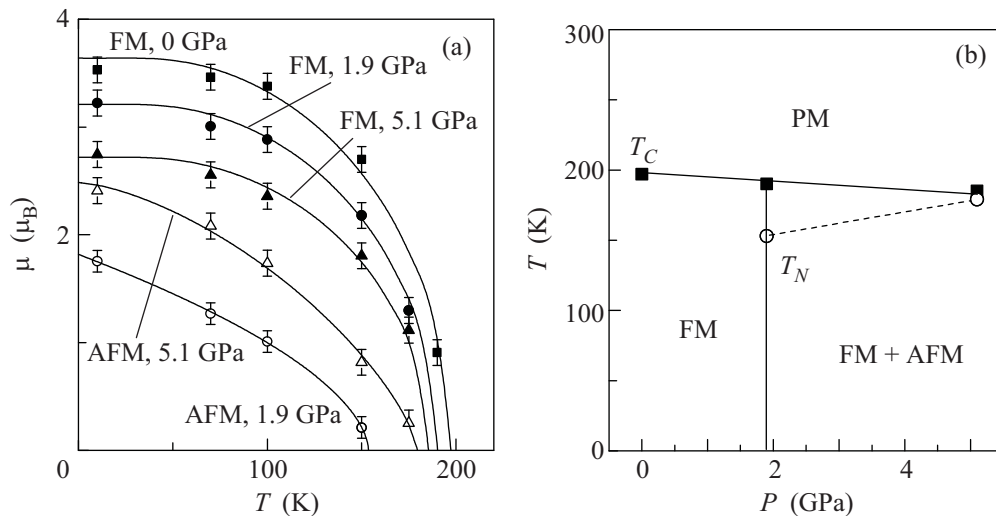


Рис. 4. Температурные зависимости магнитных моментов марганца для ФМ- и АФМ-фаз при различных давлениях и их интерполяция, соответствующая описанию в тексте (а). Магнитная P - T -фазовая диаграмма $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ (б)

давления до 5.1 ГПа величина μ_{FM} уменьшается до $2.7(1)\mu_{\text{B}}$, а μ_{AFM} увеличивается до $2.5(1)\mu_{\text{B}}$.

Температурные зависимости магнитных моментов в сосуществующих ФМ- и АФМ-фазах $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ и полученная магнитная P - T -фазовая диаграмма показаны на рис. 4. Для их интерполяции в АФМ-фазе использовалась функция $\mu_{\text{AFM}} = \mu_{\text{AFM}(0)}[1 - (T/T_N)^\alpha]^\beta$, а в ФМ-фазе – функ-

ция, описывающая поведение магнитного момента ферромагнетика в приближении молекулярного поля [17]:

$$\frac{\mu_{\text{FM}}}{\mu_{\text{FM}(0)}} = B_S \left(\frac{3S}{S+1} \frac{\mu_{\text{FM}} T_C}{T} \right),$$

где B_S – функция Бриллюэна, S – спин ионов Mn ($S = 3/2$), $\mu_{\text{FM}(0)}$ – магнитный момент при $T = 0$.

Качественное различие температурных зависимостей магнитных моментов подтверждает предположение о сосуществовании объемных областей ФМ- и АФМ-фаз под давлением и позволяет исключить альтернативную модель скошенного АФМ-состояния. С повышением давления происходит уменьшение температуры Кюри от 197 (0 ГПа) до 185 (5.1 ГПа) К с барическим коэффициентом $dT_C/dP = -2.3$ К/ГПа. При этом температура Нееля увеличивается от 153 (1.9 ГПа) до 179 (5.1 ГПа) К с барическим коэффициентом $dT_N/dP = 8$ К/ГПа. Такое поведение резко контрастирует с другими близкими по составу манганитами, $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{La}_{0.75}\text{Ca}_{0.25}\text{MnO}_3$, где при воздействии высокого давления наблюдается увеличение температуры Кюри со значительными барическими коэффициентами [3–7]. В рамках модели двойного обмена температура Кюри манганитов определяется шириной зоны носителей заряда W , которая зависит от средних значений межатомного угла Mn-O-Mn ϕ и длины связи Mn-O l как $T_C \sim W \sim \cos^2 \phi / l^{3.5}$ [5]. Результаты настоящей работы показывают, что в $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ под давлением происходит уменьшение значения угла ϕ (рис. 2b, вставка), в то время как в соединениях $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{La}_{0.75}\text{Ca}_{0.25}\text{MnO}_3$ наблюдается его увеличение под давлением. При этом величина l уменьшается под давлением во всех данных соединениях. Следовательно, отрицательное значение барического коэффициента температуры Кюри в $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ может быть обусловлено уменьшением ширины зоны носителей заряда вследствие уменьшения среднего угла Mn-O-Mn . Температура Нееля в большей степени зависит от среднего значения длины связи Mn-O , $T_N \sim l^{-14}$ [5], что обуславливает ее положительный барический коэффициент.

Возможной причиной наблюдаемого подавления исходного ФМ-состояния и стабилизации АФМ-состояния А-типа в $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ является анизотропное сжатие кислородных октаэдров. Недавние теоретические и экспериментальные исследования [18, 5] показали, что этот эффект приводит к увеличению заселенности $d(x^2 - z^2) e_g$ орбиталей ионов Mn по сравнению с заселенностью $d(3y^2 - r^2) e_g$ -орбиталей и АФМ-характеру сверхобменных взаимодействий вдоль направления анизотропного сжатия – оси b . Это создает преимущественные условия для формирования АФМ-состояния А-типа.

Спектры рамановского рассеяния света $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, измеренные при различных давлениях и комнатной температуре, показаны на рис. 5. В них присутствуют два хорошо разделенных пика, расположенных на $\nu \sim 490$ и 680 см^{-1} .

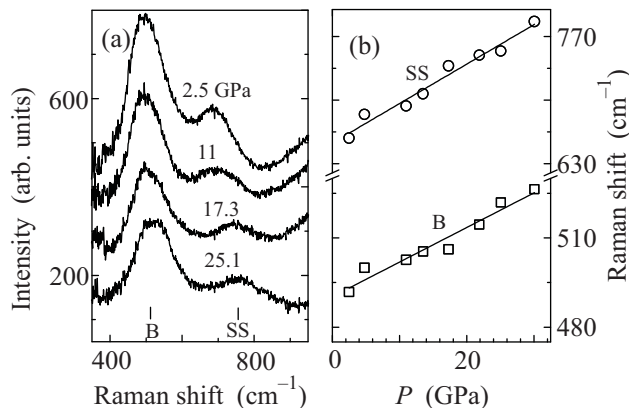


Рис. 5. Спектры рамановского рассеяния света в $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ при различных давлениях и комнатной температуре (a). Барические зависимости частот изгибающей и симметричной растягивающей колебательных мод и их линейная интерполяция (b)

На основе предыдущих исследований [4, 6, 19, 20] можно сделать вывод о том, что пик с $\nu \sim 490 \text{ см}^{-1}$ соответствует изгибающей колебательной моде (B) симметрии A_g , а пик с $\nu \sim 680 \text{ см}^{-1}$ – симметричной растягивающей колебательной моде симметрии B_{2g} (SS) кислородных октаэдров. В исследуемой области давлений до 30 ГПа наблюдается примерно линейное возрастание частот наблюдаемых мод (рис. 5). Рассчитанные значения их барических коэффициентов $k_\nu = (1/\nu_0)(d\nu/dP)_T$ составили $k_B = 0.0024 \text{ ГПа}^{-1}$, $k_{SS} = 0.0066 \text{ ГПа}^{-1}$. Данные величины сравнимы с аналогичными значениями, полученными для $\text{Pr}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ [4]. В фазе высокого давления интенсивность растягивающей моды SS заметно уменьшается по сравнению с интенсивностью изгибающей моды B (рис. 5). В случае идеальной кристаллической структуры симметрии $Imma$ мода SS является запрещенной. Однако локальные ян-теллеровские искажения приводят к понижению реальной симметрии и присутствию данной моды в спектрах [4, 21]. Уменьшение интенсивности этой моды указывает на подавление локальных ян-теллеровских искажений.

4. Заключение. Результаты настоящей работы показывают, что воздействие высокого давления в $\text{Pr}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ приводит к подавлению исходного ФМ-состояния и появлению АФМ-состояния А-типа, обусловленному анизотропным сжатием кислородных октаэдров. Температура Кюри уменьшается с отрицательным барическим коэффициентом -2.3 К/ГПа, а температура Нееля увеличивается с положительным барическим коэффициентом 8 К/ГПа. Наблюдаемое барическое поведение T_C заметно отли-

чается от других манганитов близкого состава с орторомбической структурой симметрии $R\bar{3}m$ и ромбоэдрической структурой симметрии $R\bar{3}c$, где под давлением наблюдается увеличение температуры Кюри с большими значениями барических коэффициентов.

Уменьшение интенсивности симметричной растягивающей колебательной моды при высоких давлениях указывает на подавление локальных статических ян-теллеровских искажений кристаллической структуры.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ # МД-696.2010.2 и госконтрактов # 02.740.11.0542 и 16.518.11.7029.

1. Y. Tokura, *Colossal Magnetoresistance Oxides*, Gordon and Breach, N.Y. (2000).
2. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
3. Д. П. Козленко, С. Е. Кичанов, В. И. Воронин и др., *Письма в ЖЭТФ* **82**, 501 (2005).
4. Д. П. Козленко, Т. А. Чан, С. Е. Кичанов и др., *Письма в ЖЭТФ* **92**, 654 (2010).
5. Д. П. Козленко, Б. Н. Савенко, *ЭЧАЯ* **37**(7), 5 (2006).
6. A. Congeduti, P. Postorino, E. Caramagno et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1251 (2001).
7. D. P. Kozlenko, I. N. Goncharenko, B. N. Savenko et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, 6755 (2004).
8. С. В. Труханов, В. А. Хомченко, Л. С. Лобановский и др., *ЖЭТФ* **130**, 1 (2006).
9. P. G. Radaelli, G. Iannone, M. Marezio et al., *Phys. Rev. B* **56**, 8265 (1997).
10. N. A. Dubrovinskaja and L. S. Dubrovinsky, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 3433 (2003).
11. A. P. Hammersley, S. O. Svensson, M. Hanfand et al., *High Press. Res.* **14**, 235 (1996).
12. J. Rodriguez-Carvajal, *Physica B* **192**, 55 (1993).
13. V. L. Aksenov, A. M. Balagurov, V. P. Glazkov et al., *Physica B* **265**, 258 (1999).
14. В. П. Глазков, И. Н. Гончаренко, *Физика и техника высоких давлений* **1**, 56 (1991).
15. V. B. Zlokazov and V. V. Chernyshev, *J. Appl. Cryst.* **25**, 447 (1992).
16. F. J. Birch, *J. Geophys. Res.* **91**, 4949 (1986).
17. A. B. Beznosov, V. A. Desnenko, E. L. Fertman et al., *Phys. Rev. B* **68**, 054109 (2003).
18. Z. Fang, I. V. Solovyev, and K. Terakura, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3169 (2000).
19. Md. M. Seikh, A. K. Sood, and C. Narayana, *Pramana, J. Phys.* **64**, 119 (2005).
20. M. V. Abrashev, J. Backstrom, L. Borjesson et al., *Phys. Rev. B* **65**, 184301 (2002).
21. E. Granado, J. A. Sanjurjo, C. Rettori et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **220**, 609 (2000).