## Стабилизация ферромагнетизма в BiFeO<sub>3</sub>:Но при гидростатическом давлении

Т. Р. Арсланов<sup>+1</sup>), С. Н. Каллаев<sup>+</sup>, Л. А. Резниченко<sup>\*</sup>

+Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, 367003 Махачкала, Россия

\*Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, 344090 Ростов-на-Дону, Россия

Поступила в редакцию 19 января 2018 г. После переработки 6 марта 2018 г.

Проведено исследование изотермической намагниченности мультиферроика  $\text{Bi}_{1-x}\text{Ho}_x\text{FeO}_3$  (x = 0-0.2) при гидростатическом давлении до 9 ГПа в области комнатных температур. На фоне индуцированного давлением антиферромагнитного упорядочения в BiFeO<sub>3</sub> (BFO) при  $P \approx 2.59$  ГПа обнаружена новая аномалия при  $P_C \approx 3.81$  ГПа, имеющая отношение к промежуточным фазам между структурным переходом  $R3c \rightarrow Pnma$ . Установлено, что ферромагнитное поведение под давлением зависит от концентрации примеси Ho: при  $0.05 \leq x \leq 0.1$  происходит смещение  $P_C$  в область низкого давления за счет ослабления длин связей в структуре R3c, а при  $0.1 \leq x \leq 0.2$  реализуется стабилизация ферромагнетизма, вероятно обусловленная сосуществованием R3c и Pnma фаз. Результаты исследований указывают, что в  $\text{Bi}_{1-x}\text{Ho}_x\text{FeO}_3$  с x = 0.2 давление перехода  $P_C = 3.7$  ГПа превосходит значения BFO, легированного другими 4f элементами (Eu, Y, Sm) в области  $R3c \rightarrow Pnma$ 

DOI: 10.7868/S0370274X18080064

1. Введение. Мультиферроик феррит висмута продолжает оставаться в центре внимания исследователей как модельный объект материалов, в котором при комнатных температурах проявляются магнитоэлектрические свойства. Повышенный интерес к соединениям на основе феррита висмута BiFeO<sub>3</sub>; (BFO) обусловлен тем, что эти материалы являются перспективными для создания сенсорной техники, устройств магнитной записи/чтения информации на базе современной области спиновой электроники [1-3]. Особенностью BFO, в значительной мере, определяющей практический интерес, является одновременное сосуществование в нем сегнетоэлектрического и магнитного состояний с экстремально высокими температурами упорядочений (температура Кюри  $T_{\rm C}$  = 1103 К и температура Нееля  $T_{\rm N} = 643 \, {\rm K}$ ) [4]. При комнатной температуре кристаллическая структура ВFO классифицируется как ромбоэдрическая, относящаяся к точечной группе симметрии R3c, в которой может реализоваться линейный магнитоэлектрический (МЭ) эффект. Магнитные моменты катионов Fe<sup>3+</sup> в BFO связаны ферромагнитным (ФМ) образом в псевдокубических плоскостях (111) и антиферромагнитным (АФ) образом между смежными плоскостями, реализуя в области температур ниже точки Нееля  $T_{\rm N}$  АФ-упорядочение *G*-типа [5,6]. Магнитоэлектрическое взаимодействие приводит к скосу АФ подрешеток, что обусловливает слабое намагничивание. Магнитные моменты ионов Fe<sup>3+</sup>, лежащие в плоскостях (111), перпендикулярные направлению спонтанной поляризации, сохраняя локальную магнитную ориентацию, поворачиваются по спирали вдоль направления [101]. Сложная пространственномодулированная спиновая структура циклоидного типа, возникающая вследствие флексомагнитоэлектрического взаимодействия в объемном BFO (с периодом 62 нм, несоразмерным периоду решетки), подавляет слабый ферромагнетизм, а, следовательно, наличие линейного МЭ-эффекта. Одними из методов разрушения пространственно-модулированной спиновой структуры BFO, который приводит к появлению ферромагнетизма (магнитоэлектрического эффекта), являются допирование BFO редкоземельными 4f элементами [7], создание наноструктурированных керамик [8], тонкопленочных систем [9] и воздействие изотропного давления [10].

Чтобы охарактеризовать структурное состояние BFO при высоких давлениях, выполнены многочисленные экспериментальные и теоретические работы [10–22]. Несмотря на достаточно обширные исследования с использованием различных методов, все еще остаются вопросы относительно влияния давления на структуру и свойства этих материалов. В частно-

<sup>&</sup>lt;sup>1)</sup>e-mail: arslanovt@gmail.com

сти, при давлениях ниже области перехода изоляторметалл  $\sim 50 \, \Gamma \Pi a$  [14] существует значительный разброс данных относительно структурного перехода  $R3c \rightarrow Pnma$  [17]. Так, например, авторы [21] с использованием рамановской спектроскопии экспериментально наблюдали три структурных перехода при давлениях 3, 8.6 и 44.6 ГПа, в то время как данные расчетов из первых принципов указывают о стабильности R3c структуры вплоть до ~ 55 ГПа [18]. В области более низких давлений Haumont et al. onpeделили два фазовых перехода при 3.5 и 10 ГПа с последовательностью фаз  $R3c \rightarrow C2/m \rightarrow Pnma$ [16]. Позднее Belik et al. подтвердили фазовый переход при 4 ГПа и определили дополнительный переход при 7ГПа [22]. Они идентифицировали две промежуточные фазы как орторомбические вместо моноклинной C2/m с переходной последовательностью  $R3c \rightarrow Ortho \ I \rightarrow Ortho \ II \rightarrow Pnma$ . Недавние исследования монокристаллов с использованием рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии показывают, что в BFO происходит шесть фазовых переходов до 55 ГПа [17]. На основе нейтронной дифракции предложено, что структурный переход при 3 ГПа характеризуется антиферроэлектрическими смещениями атомов из полярной ромбоэдрической R3c в антиполярную орторомбическую фазу *Pbam* [19].

На фоне приведенного выше разброса экспериментальных данных относительно структурных переходов в BFO остаются не затронутыми вопросы, связанные с магнитным упорядочением BFO в его различных полиморфах. Более того, остается не ясной роль влияния 4f элементов на магнитное состояние исходной структуры R3c при изотропном сжатии. С этой целью в настоящей работе приведено исследование изотермической намагниченности легированного Но феррита висмута (BFO:Ho) при гидростатическом давлении до 9ГПа в области комнатных температур. Как в случае BFO, так и BFO:Ho, наблюдаемые магнитные фазовые превращения, обусловленные структурными изменениями, демонстрировали гистерезисное поведение при компрессии и декомпрессии. В согласии с результатами структурных исследований [16], все составы демонстрировали обратимый характер фазовых переходов.

**2.** Образцы и методика эксперимента. Исследуемые керамические образцы BiFeO<sub>3</sub> и BiFeO<sub>3</sub>:Но были получены по обычной керамической технологии путем твердофазного синтеза с последующим спеканием без приложения давления в воздушной атмосфере. Синтез твердых растворов осуществлялся методом твердофазных реакций оксидов высокой чистоты. Синтез системы осуществлен в две стадии с промежуточным помолом и гранулированием порошков. Режимы синтеза: температура первого обжига  $T_1 = 8000$  °C (в течение 10 ч), второго  $T_2 = 800-8500$  °C (5 ч). Придание порошкам нужных для прессования свойств достигали введением в них пластификатора и последующим гранулированием. Температура спекания лежала в интервале 900 °C–9500 °C.

Рентгеноструктурный анализ проводился на установке ДРОН-3 на FeK $\alpha$  и CuK $\alpha$  излучении. Определялся фазовый состав, параметры ячейки, степень совершенства кристаллической структуры. Рентгенофазовые исследования показали, что все образцы содержали примесные фазы  $Bi_{25}FeO_{40}$  (a = 10.181 Å, симметрия кубическая) и  $Bi_2Fe_4O_9$  (a = 7.965 Å, b == 8.44 Å, c = 5.994 Å, симметрия ромбическая), сопутствующие образованию BiFeO<sub>3</sub>, и фазы со структурой типа граната Ho<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (симметрия кубическая) для x > 0.05, концентрация которых варьировалась в зависимости от концентрации Но [23]. Исследованием установлено, что полученные твердые растворы обладали достаточно высокими значениями экспериментальной и относительной (89–94) % плотностей и соответствовали предельно достижимым по обычной керамической технологии (90–95) %, что свидетельствует о достаточно хорошем качестве керамик.

Измерения при высоком давлении до 9 ГПа проводились в камере высокого давления типа "Тороид" [24] в режиме компрессии и декомпрессии в области комнатных температур. Давление генерировалось с постоянной скоростью, соответствующей ~1ГПа/ч при компрессии. В режиме декомпрессии скорость давления соответствовала темпу естественной релаксации системы, сопоставимого с прямым ходом и с уменьшением темпа до  $\sim 0.2 \,\Gamma \Pi a/ч$  ниже  $1 \,\Gamma \Pi a$ . Для измерения изотермической намагниченности в нулевом магнитном поле (ZF) под давлением использовался индукционный метод [25]. Абсолютная погрешность измерений ZF-намагниченности составляла 5%. Цилиндрической формы образец (длина  $\sim 3.5-4$  мм, диаметр  $\sim 1.5$  мм) помещался в две индуктивно связанные катушки с максимальным числом витков n = 10. Магнитное поле, создаваемое катушками, не превышало 15Э. В качестве рабочей ячейки использовалась тефлоновая капсула с рабочим объемом  $\sim 80 \,\mathrm{mm}^3$  и шестью электроводами. Непроводящая жидкость смеси этанол-метанол 4:1 использовалась в качестве давления передающей среды. Давление внутри капсулы контролировалось



Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость ZF-намагниченности от давления для образцов BFO и BFO:Но (с различным содержанием x), измеренная при (а) компрессии и (b) после декомпрессии. На вставке показана увеличенная область максимума AФ перехода для BFO. Стрелки показывают направление гистерезиса намагниченности

манганиновым датчиком, откалиброванным по фазовым переходам в Bi.

3. Результаты и обсуждения. На рис. 1 приведены зависимости ZF-намагниченности от давления для образцов BFO и BFO:Но (x = 0.05 - 0.2). Несмотря на то, что абсолютное значение удельной намагниченности столь низкое ( $\sim 10^{-6} \, \Gamma c \, c \, m^3/r$ ), что является характерным для измерений в нулевом поле для образца с малой массой (~0.03 г) [25], качественное изменение намагниченности под давлением успешно регистрировалось для всех составов BFO:Но. Как следует из наших данных, для образца ВFO наблюдается максимум (вставка к рис. 1a) при  $P \approx 2.59 \,\Gamma \Pi$ а, характерный для А $\Phi$  перехода или скошенного однородного АФ-состояния, из циклоидной спиновой структуры R3c в фазу Pnma, что находится в согласии с результатами оптической спектроскопии [12]. Как обсуждается в [12], неколлинеарный циклоидный магнетизм превращается в скошенный однородный АФ при давлении выше 3.5 ГПа, причем переход  $R3c \rightarrow Pnma$  реализуется через три промежуточные орторомбические фазы (О1, О2, О3). Однако стоит отметить, что в зависимости от выбора гидростатической среды давление перехода может заметно варьировать.

С увеличением легирования Но с x = 0.05 до x == 0.2 происходит исчезновение A $\Phi$  максимума BFO (см. рис. 1), и характеристика ZF-намагниченности указывает об усилении ФМ взаимодействий за счет структурного искажения и нарушения баланса между АФ намагниченностью подрешетки Fe<sup>3+</sup> вследствие замещения Ho<sup>3+</sup>. Преобладание ФМ-состояния для образцов BFO:Но, начиная с x = 0.05, поддерживается наблюдениями M - H петель гистерезиса при атмосферном давлении, описываемых в работе [7]. Вместе с тем поведение ZF-намагниченности для составов ВFO:Но с x = 0.05 - 0.2 указывает об индуцированном давлении переходе из ФМ-состояния, либо в парамагнитное (ПМ), либо в состояние с низким спином (S = 1/2) ионов Fe<sup>3+</sup>. Однако спиновой переход (high spin – low spin) в BFO [13, 14], а также в соединениях  $R \text{FeO}_3$  (R = Lu, Eu, Pr) [26] происходит в области более высоких давлений ( $\sim 50 \,\Gamma\Pi a$ ), с характерной особенностью – переход изолятор-металл [14]. Несмотря на то, что абсолютные значения ZFнамагниченности в образцах BFO:Но не достигают нуля, переход в ПМ-состояние может быть оправданным. Как правило, такая ситуация имеет место в сильно неоднородных магнитных соединениях. Следовательно, общее уменьшение намагниченности

предлагает, что магнитное превращение относится к разупорядочению основной фазы (R3c), в то время как не нулевой вклад в намагниченность происходит от влияния примесных фаз. С точки зрения обменного взаимодействия, которое сильно зависит от длин связей Fe–O–Fe и Fe–Fe в структуре R3c, приложение давления приводит к уменьшению этих величин, обуславливая тем самым переход в ПМ-состояние.

Как показано на рис. 1, при декомпрессии для всех образов наблюдался гистерезис намагниченности, свидетельствующий об обратимых магнитных превращениях и связанный непосредственно со структурным влиянием. Таким образом, мы можем отметить барические интервалы обратимого перехода  $R3c \leftrightarrow Pnma$ . Для BFO ширина гистерезиса (определяемая как точка расхождения и схождения кривых) составляла около 7.3 ГПа, в то время как для x = 0.05, 0.1, 0.15 и 0.2 эти значения составляют 2.12, 7.05, 4.52 и 7.54 ГПа, соответственно. Как обсуждалось выше, структурный переход  $R3c \leftrightarrow Pnma$  в BFO происходит посредством последовательных превращений между плохо определенными и воспроизводимыми промежуточными фазами [12, 16, 17, 22]. В свою очередь, обратимые превращения этих фаз будут сопровождаться гистерезисами, барический интервал которых перекрывается, формируя одну широкую область гистерезиса, как это наблюдается в большинстве наших образцов: BFO, x = 0.10 и x = 0.20. Примечательно, что для состава с x = 0.15 (рис. 1b) происходит инверсия направления гистерезиса [26], т.е. обратный ход намагниченности опережает прямой. Наблюдение такого необычного гистерезиса может указывать как на доминирующий вклад какой-либо примесной фазы, так и на нарушение последовательности переходов между промежуточными фазами при переходе  $Pnma \rightarrow$  $\rightarrow R3c$ . Поскольку состав BFO:Но с x = 0.15 отличается умеренной шириной гистерезиса, то скорее всего причины подобного эффекта связаны с наличием фазы Ho<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>. Как отмечалось в [23], увеличение концентрации Но в образцах приводило к увеличению параметра решетки кубической структуры  $Ho_3Fe_5O_{12}$ , где максимальное значение a = 12.489 Åприходилось на состав с x = 0.15. Дальнейшее повышение концентрации Но (x = 0.2) демонстрировало понижение постоянной решетки. Вполне возможно, что на фоне преобладающей обогащенной висмутом фазы  $Bi_{25}FeO_{40}$  [23], доминирующая фаза  $Ho_3Fe_5O_{12}$ при  $Pnma \rightarrow R3c$  переходе испытывает более раннее восстановление относительно других фаз, таким образом индуцируя инверсию направления гистерезиса намагниченности.

На рис. 2 представлена зависимость производной dM/dP от P, позволяющая корректно определять



Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость производной dM/dP от давления для образцов ВFO и ВFO:Но (с различным содержанием x). Стрелки показывают эволюцию аномалии, соответствующею давлению перехода  $P_C$ . Для наглядности кривые (dM/dP)(P) смещены по оси ординат относительно друг друга

давление перехода Р<sub>С</sub> магнитных превращений в BFO и BFO:Но при прямом переходе  $R3c \rightarrow Pnma$ . Исходя из наблюдаемых аномалий на зависимостях (dM/dP)(P), неожиданным обстоятельством выступает то, что на ряду с А $\Phi$ -переходом при  $P \approx$  $\approx 2.59 \, \Gamma \Pi a$  для BFO (рис. 1) наблюдался минимум при  $P \approx 3.81 \, \Gamma \Pi$ а. Если классифицировать данную аномалию как P<sub>C</sub>, связанную с началом структурного превращения в BFO, тогда следует, что механизм фазовых превращений включает не только последовательность переходов промежуточных фаз между *R3c* и *Pnma*, но так же и растянутую область структурного превращения фазы R3c. Из наблюдения широкого барического гистерезиса в BFO можно сделать вывод, что разрушение неколлинеарного циклоидного магнетизма при  $P \approx 2.59 \, \Gamma \Pi a$  происходит при неполном структурном превращении фазы R3c, а при  $P_C \approx 3.81 \, \Gamma \Pi$ а фаза R3c завершает переход в промежуточную фазу. На рис. 3 показана зависимость эволюции P<sub>C</sub> от уровня легирования Но. Как можно видеть, вариация P<sub>C</sub> с увеличением Но ведет

себя неоднозначным образом: при x = 0.1 происходит максимальное смещение  $P_C = 2.44 \,\Gamma\Pi a$  в сторону низкого давления, которое затем стремится к значению BFO при x > 0.1.



Рис. 3. Положение  $P_{C}$  в зависимости от уровня легирования Но

Для того чтобы понять роль влияния Но в формировании фазовых переходов в ВFO, проведем сравнение с BFO, легированного другими 4f элементами (Eu, Y, Sm). На основе данных рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии в BFO:Eu обнаружено, что увеличение Eu с x = 0.05 до x = 0.1сдвигает первый переход с 3 до 3.5 ГПа, соответственно [25, 28]. Кроме того в BFO:Еu структурный переход  $R3c \rightarrow Pnma$  реализуется посредством промежуточных фаз или области смешанных фаз R3c и Pnma. Похожим образом происходит структурный переход и в BFO:Y (x = 0.05) от полярной фазы R3cк неполярной орторомбической фазе *Pnma*, начинающийся с 3.6 ГПа и заканчивающийся при 7.2 ГПа [29]. Наконец в BFO:Sm (x = 0.05) переход в области смешанных фаз R3c и Pnma лежит в интервале 3.9–7.6 ГПа, который сопровождается переходом сегнетоэлектрик-параэлектрик [30].

Таким образом, различные добавки редкоземельных элементов, а также их концентрация могут приводить к усилению или ослаблению длин связей, что в итоге сказывается на стабильности R3c структуры и комплексности структурных переходов. Очевидно, что различие в ионных радиусах легирующих 4f элементов играет решающее значение в поведении структурных и магнитных свойств под давлением. В нашем случае ФМ-поведение Но, замещенного BFO, демонстрирует как ослабление длин связей (смещение в область низких давлений с  $P_C =$  $= 2.81-2.44 \Gamma \Pi a$ ) при x = 0.1, так и обратный эффект в диапазоне x = 0.1-0.2, обусловленный влиянием неоднородностей [7, 23] или сосуществованием R3c и Pnma фаз [28–30]. Поскольку в настоящий момент нет прямых рентгеновских и рамановских исследований для системы BFO:Но, исходя из наших результатов, можно говорить о стабилизации ФМсостояния для x = 0.2 под давлением с  $P_C = 3.7$  ГПа.

4. Заключение. Экспериментальные исследования изотермической ZF-намагниченности на образцах BFO и BFO:Ho (x = 0.05-0.2) при гидростатическом давлении до 9ГПа показали ряд магнитных превращений, имеющих тесную связь с природой  $R3c \rightarrow Pnma$  перехода. Так в ВFО при  $P \approx$ 2.59 ГПа реализуется АФ-упорядочение, а из зависимости (dM/dP)(P) обнаружена новая аномалия при  $P_C \approx 3.81 \, \Gamma \Pi a$ , которая указывает на влияние промежуточных фаз между R3c и Pnma [12]. Для Но легированных BFO образцов ФМ-поведение ZFнамагниченности под давлением связано как со смещением  $P_C$  в область низкого давления при x = 0.1, т.е. ослабеванием длин связей в замещенной структуре R3c, так и стабилизацией ферромагнетизма при x = 0.2 с  $P_C = 3.7 \Gamma \Pi a$  в результате структурного вклада от смешанных или сосуществующих вместе R3c и Pnma фаз. При этом следует отметить, что особое значение играет примесная фаза  $Ho_3Fe_5O_{12}$ , которая в составе с x = 0.15, возможно, индуцирует аномалию гистерезиса. Как показывает сравнительный анализ, в BFO:Но с x = 0.2 давление перехода  $P_C = 3.7 \, \Gamma \Pi a$  превосходит значения BFO, легированного другими 4f элементами (Eu, Y, Sm) в области  $R3c \rightarrow Pnma$  перехода.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН #08 "Физика конденсированных сред и материалы нового поколения". Синтез образцов ВFO выполнен под руководством Л.А.Р. в рамках гос. задания (проект #3.6371.2017/8.9).

- D. Sando, A. Agbelele, D. Rahmedov et al. (Collaboration), Nat. Mater. 12, 641 (2013).
- J. H. Lee, I. Fina, X. Marti, Y. H. Kim, D. Hesse, and M. Alexe, Adv. Mater. 26, 7078 (2014).
- A. N. Kalinkin and V. M. Skorikov, Russian Journal of Inorganic Chemistry 55(11), 1794 (2010).
- G.A. Smolenskii and V.M. Yudin, Sov. Phys. Solid State 6, 2936 (1965).
- 5. G. Catalan and F. Scott, Adv. Mat. 21, 2463 (2009).
- А.П. Пятаков, А.К. Звездин, УФН 182(6), 594 (2012).
- S.K. Pradhan, B.K. Roul, and D.R. Sahu, Solid State Comm. 152, 1176 (2012).

- D. LukovićGolić, A. Radojković, J. Ćirković, A. Dapčević, D. Pajić, N. Tasić, S. M. Savić, M. Počuča-Nešić, S. Marković, G. Branković, Z. Marinković Stanojević, and Z. Branković, J. European Ceramic Society 36(7), 1623 (2016).
- H. Béa, M. Bibes, S. Fusil, K. Bouzehouane, E. Jacquet, K. Rode, P. Bencok, and A. Barthélémy, Phys. Rev. B 74, 020101(R) (2006).
- A.S. Panfilov, G.E. Grechnev, and V.M. Ishchuk, Low Temperature Physics 41, 528 (2015).
- Hongjian Feng, J. Magn. Magn. Materials **322**, 3755 (2010).
- J. Buhot, C. Toulouse, Y. Gallais, A. Sacuto, R. de Sousa, D. Wang, L. Bellaiche, M. Bibes, A. Barthélémy, A. Forget, D. Colson, M. Cazayous, and M.-A. Measson, Phys. Rev. Lett. **115**, 267204 (2015).
- A.G. Gavriliuk, V.V. Struzhkin, I.S. Lyubutin, and I.A. Troyan, JETP Lett. 86(3), 197 (2007).
- A. G. Gavriliuk, V. V. Struzhkin, I. S. Lyubutin, S. G. Ovchinnikov, M. Y. Hu, and P. Chow, Phys. Rev. B 77, 155112 (2008).
- I.S. Lyubutin, A.G. Gavriliuk, and V.V. Struzhkin, JETP Lett. 88(8), 524 (2008).
- R. Haumont, P. Bouvier, A. Pashkin, K. Rabia, S. Frank, B. Dkhil, W.A. Crichton, C.A. Kuntscher, and J. Kreisel, Phys. Rev. B 79, 184110 (2009).
- M. Guennou, P. Bouvier, G.S. Chen, B. Dkhil, R. Haumont, G. Garbarino, and J. Kreisel, Phys. Rev. B 84, 174107 (2011).
- O.E. González-Vázquez, and J. Íñiguez, Phys. Rev. B 79, 064102 (2009).
- D. P. Kozlenko, A. A. Belik, A. V. Belushkin, E. V. Lukin, W. G. Marshall, B. N. Savenko, and E. Takayama-Muromachi, Phys. Rev. B 84, 094108 (2011).

- A.O. Shorikov, A.V. Lukoyanov, V.I. Anisimov, and S.Y. Savrasov, Phys. Rev. B 92, 035125 (2015).
- Y. Yang, J.Y. Sun, K. Zhu, Y.L. Liu, J. Chen, and X. R. Xing, J. Phys. Condens. Matter **21**, 385901 (2009).
- A. A. Belik, H. Yusa, N. Hirao, Y. Ohishi, and E. Takayama-Muromachi, Chem. Mater. 21, 3400 (2009).
- А. А. Павелко, С. В. Хасбулатов, Л. А. Шилкина, Л. А. Резниченко, Г. Г. Гаджиев, А. Г. Бакмаев, В. А. Алешин, Сборник трудов третьего международного междисциплинарного молодежного симпозиума "LFPM-2014" (г. Ростов-на-Дону – г. Туапсе), т. 1, с. 349-358 (2014).
- L. G. Khvostantsev, V. N. Slesarev, and V. V. Brazhkin, High Pressure Res. 24, 371 (2004).
- T. R. Arslanov, A. Yu. Mollaev, I. K. Kamilov, R. K. Arslanov, L. Kilanski, R. Minikaev, A. Reszka, S. López-Moreno, A. H. Romero, M. Ramzan, P. Panigrahi, R. Ahuja, V. M. Trukhan, T. Chatterji, S. F. Marenkin, and T. V. Shoukavaya, Sci. Rep. 5, 7720 (2015); DOI:10.1038/srep07720.
- T. R. Arslanov, L. Kilanski, S. López-Moreno, A. Yu. Mollaev, R. K. Arslanov, I. V. Fedorchenko, T. Chatterji, S. F. Marenkin, and R. M. Emirov, J. Phys. D: Appl. Phys. 49, 125007 (2016).
- G. Kh. Rozenberg, M. P. Pasternak, W. M. Xu, L. S. Dubrovinsky, S. Carlson, and R. D. Taylor, Europhys. Lett. **71**(2), 228 (2005).
- A. Basu and G. D. Mukherjee, Solid State Comm. 189, 5 (2014).
- Y.-J. Wu, Z.-X. Qin, X.-K. Chen, J. Zhang, J. Liu, Z. Wu, and X.-J. Chen, J. Phys.: Condens. Matter 25, 365401 (2013).
- Y.-J. Wu, X.-K. Chen, J. Zhang, J. Liu, W.-S. Xiao, Zh. Wu, and X.-J. Chen, J. Appl. Phys. **114**, 154110 (2013).