

05,09

Ферромагнитные кластеры в LaMnO_3 , легированном Bi^{3+} , в парамагнитном диапазоне температур

© Т.Н. Тарасенко

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина»,
Донецк, Россия
E-mail: t.n.tarasenko@mail.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.

В окончательной редакции 9 марта 2026 г.

Принята к публикации 13 марта 2026 г.

В манганитах лантана, легированных ионами Bi^{3+} , $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ ($0.05 \leq x \leq 0.2$), по отклонению температурной зависимости обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ от закона Кюри–Вейсса обнаружена фаза, подобная фазе Гриффитса, в температурном диапазоне $T_C < T < T_G$, где температура Кюри $T_C = 143$ К и температура Гриффитса $T_G \sim 300$ К. Поскольку характер орбитального упорядочения LaMnO_3 и BiMnO_3 существенно различается, замещение одного катиона (La^{3+}) другим (Bi^{3+}) приводит к орбитально разупорядоченному состоянию. Из температурных зависимостей мнимой части магнитной восприимчивости $\chi''(T)$ следует, что в парамагнитной области температур, относящейся к фазе, подобной фазе Гриффитса, сосуществуют три вида ферромагнитных кластеров с разными температурами Кюри, что связано с наличием трех неэквивалентных позиций иона Mn^{3+} в структуре BiMnO_3 .

Ключевые слова: лантан-висмутовые манганиты; фаза, подобная фазе Гриффитса; ферромагнитные кластеры; обратная магнитная восприимчивость, мнимая часть магнитной восприимчивости.

DOI: 10.61011/FTT.2026.07.63650.12NN

1. Введение

Идеальная структура перовскитов с общей формулой ABO_3 является кубической, но большинство из них обычно имеют искаженную (ромбически, тетрагонально или моноклинно) структуру и в результате — более низкую симметрию элементарной ячейки. Выявлено, что именно перовскиты с искаженной кубической структурой имеют весьма интересные (с научной и практической точки зрения) физические характеристики, среди них в настоящее время выделяются перовскиты со свойствами мультиферроиков. Манганиты являются типичными представителями перовскитов, вследствие тесной взаимосвязи между спиновыми, орбитальными, зарядовыми, структурными и решеточными степенями свободы манганиты обладают уникальной фазовой диаграммой [1–4].

В настоящей работе рассматривается система замещенных манганитов $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$, в которой крайние составы отличаются типом искажений кубической структуры: для LaMnO_3 характерны орторомбические (или ромбоэдрические) искажения кубической структуры перовскита, а для BiMnO_3 — моноклинные искажения [5,6]. А-ионы La^{3+} и Bi^{3+} кроме одинаковой валентности имеют довольно близкие величины их ионных радиусов: $r_{\text{ion}} = 1.22$ Å для La^{3+} , $r_{\text{ion}} = 1.24$ Å для Bi^{3+} . Существенное различие между ионами La^{3+} и Bi^{3+} состоит в строении их внешних электронных оболочек. В отличие от атома La, имеющего на внешней электронной оболочке три электрона, — $5d^1s^2$, атом Bi

имеет 5 электронов — $6s^26p^3$, поэтому у трехвалентного иона Bi^{3+} на внешней электронной оболочке остается изолированная пара $6s^2$ -электронов, которая и обеспечивает этому иону особые свойства. Установлено, что эта пара электронов имеет тенденцию к гибридизации своих орбиталей с $2p^6$ -орбиталями ионов кислорода [7]. Являясь стереохимически активной, пара $6s^2$ -электронов может создавать дополнительные степени свободы для иона Bi^{3+} . Поэтому изучение твердых растворов $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ представляет несомненный научный и практический интерес [8,9].

Магнитные свойства обоих манганитов определяются ионами Mn^{3+} : суперобмен $\text{Mn}^{3+}-\text{O}-\text{Mn}^{3+}$, согласно Гудинафу [10], может быть как ферромагнитным (ФМ), так и антиферромагнитным (АФМ), причем из трех вариантов суперобмена существуют два АФМ и один ФМ. Следует заметить, что в случае замещения ионов La^{3+} ионами Bi^{3+} отсутствует ферромагнитный двойной обмен $\text{Mn}^{4+}-\text{O}-\text{Mn}^{3+}$, который имеет место при замещении ионов в А-позиции, например, двухвалентными ионами или при нестехиометрии по кислороду, или вследствие каких-либо внешних воздействий, когда часть ионов Mn^{3+} переходит в состояние Mn^{4+} [11].

С точки зрения магнитного упорядочения, крайние составы $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ существенно различаются: LaMnO_3 является антиферромагнетиком, а BiMnO_3 ферромагнетиком. В случае LaMnO_3 ионы Mn^{3+} упорядочены ферромагнитно в аб-плоскостях перовскитной структуры [12], которые, в свою очередь, имеют антиферромагнитный характер упорядочения друг отно-

сительно друга. Поэтому манганит лантана является слоистым антиферромагнетиком с температурой упорядочения $T_N = 140$ К. Мультиферроик BiMnO_3 имеет температуру ФМ-упорядочения $T_C = 100$ К и ферроэлектрического упорядочения $T_{FE} = 750$ К [3].

Орбитальное упорядочение орбиталей d_{z^2} ионов Mn^{3+} характерно как для LaMnO_3 , так и для BiMnO_3 , но характер этого упорядочения существенно различается. За АФМ-упорядочение LaMnO_3 ответственны статические ян-теллеровские (ЯТ) искажения кристаллической структуры, которые приводят к 2D-упорядочению и в дальнейшем — к двумерному характеру ферромагнитных обменных взаимодействий. Особенностью орбитального упорядочения манганита висмута является наличие на внешней электронной оболочке иона Bi^{3+} стереохимически активной пары $6s^2$ -электронов, что приводит к появлению дополнительной степени свободы для иона Bi^{3+} , который может смещаться в направлении $\langle 111 \rangle$ кубической решетки перовскита [7]. Поэтому для BiMnO_3 характерно 3D-упорядочение орбиталей d_{z^2} иона Mn^{3+} [3]. Таким образом, ферромагнетизм манганита висмута обусловлен 3D-упорядочением орбиталей d_{z^2} , а антиферромагнетизм манганита лантана — 2D-упорядочением орбиталей d_{z^2} ионов Mn^{3+} [13–15].

Замещение лантана висмутом в LaMnO_3 не приведет к смене валентного состояния ионов марганца Mn^{3+} , а незначительное отличие в ионных радиусах ионов La^{3+} и Bi^{3+} не должно приводить к сильным деформациям кристаллической решетки. В [16] показано, что локальные искажения кислородных октаэдров при замещении ионов лантана ионами висмута способствуют созданию фрустрированных связей, обуславливающих возникновение спин-стекольного состояния.

Исследования электронного спинового резонанса [17] свидетельствуют о том, что фазовый переход между парамагнитной (ПМ) и ФМ фазами в $\text{La}_{1-x}\text{Bi}_x\text{MnO}_{3+\delta}$ ($x = 0-0.6$) осуществляется путем плавного перераспределения объемов ПМ- и ФМ-областей в широком интервале температур.

Поскольку характер орбитального упорядочения в LaMnO_3 и BiMnO_3 существенно различается, можно предположить, что замещение одного катиона другим приведет к орбитально разупорядоченному состоянию. В результате разупорядочения в области промежуточных составов будет наблюдаться неоднородное магнитное состояние: некоторое распределение по объему образца магнитных параметров, таких как локальная намагниченность и температура Кюри, и разбиение системы на ФМ кластеры.

В настоящей работе основное внимание уделено изучению локальных магнитных состояний системы $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ в ПМ области температур при $T > T_C$ (T_C — температура ферромагнитного упорядочения), в которой для некоторых манганитов характерно отклонение температурной зависимости обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ от закона Кюри–Вейсса. Такое

состояние называется фазой Гриффитса и характеризуется наличием ФМ-кластеров в ПМ-матрице [18].

Впервые магнитно разупорядоченное состояние, определяемое конкуренцией и сосуществованием нескольких ФМ-фаз в магнетике, было рассмотрено Гриффитсом для изинговского ферромагнетика, у которого часть магнитных связей отсутствует [18]. В этом случае в нем появляются локальные участки, для которых характерны другие температуры Кюри ферромагнитного упорядочения, отличные от T_C исходного неразбавленного ферромагнетика. Вследствие этого при $T > T_C$ в ПМ области сосуществуют ФМ-кластеры, каждый из которых имеет свою температуру ФМ-упорядочения. Т.е. реализуется температурная область $T_C < T < T_G$, где T_G — температура Гриффитса, названная позднее фазой Гриффитса и представляющая собой ФМ-кластеры в ПМ-матрице.

Для таких сильно коррелированных систем как манганиты, в которых наблюдается сосуществование магнитных, структурных, электрических и др. неоднородностей, рассмотрение Гриффитса было обобщено в работах Брая (см., например, [19]).

Как отмечено в обзоре [20], следует отличать классическую фазу Гриффитса от фазы, подобной фазе Гриффитса, реализующейся в замещенных двухвалентными ионами щелочноземельных элементов манганитах, поскольку в таких системах энергия двойного обмена для пары ионов $\text{Mn}^{3+}-\text{Mn}^{4+}$ не является фиксированной величиной, а зависит от внешних воздействий.

Основные характеристики фазы Гриффитса: 1) обратная магнитная восприимчивость отклоняется с характерным прогибом вниз от прямой линии закона Кюри–Вейсса $1/\chi = (T - \Theta)/C$ в диапазоне $T_C < T < T_G$ (здесь C — константа Кюри, Θ — ПМ-температура Кюри–Вейсса, T_G — температура Гриффитса); 2) сильное магнитное поле подавляет это отклонение; 3) в слабых магнитных полях это отклонение усиливается проявлением вклада от ФМ-кластеров. Преимущественно фаза, подобная фазе Гриффитса, изучается методом измерения магнитной восприимчивости.

В обзоре [21] экспериментальное изучение фазы Гриффитса в целом ряде магнитных материалов, включая манганиты лантана, проводилось как по температурным зависимостям намагниченности, так и с помощью методов ЭПР-спектроскопии и малоуглового рассеяния нейтронов. По угловой зависимости резонансного магнитного поля в спектрах ЭПР получено уравнение для поля анизотропии, а также приводится формула для определения критического показателя для описания намагниченности.

Цель настоящей работы — изучение возникающей в системе $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ ($0 \leq x \leq 0.2$) магниторазупорядоченной фазы, подобной фазе Гриффитса, с использованием температурных зависимостей обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ и ее мнимой части $\chi''(T)$.

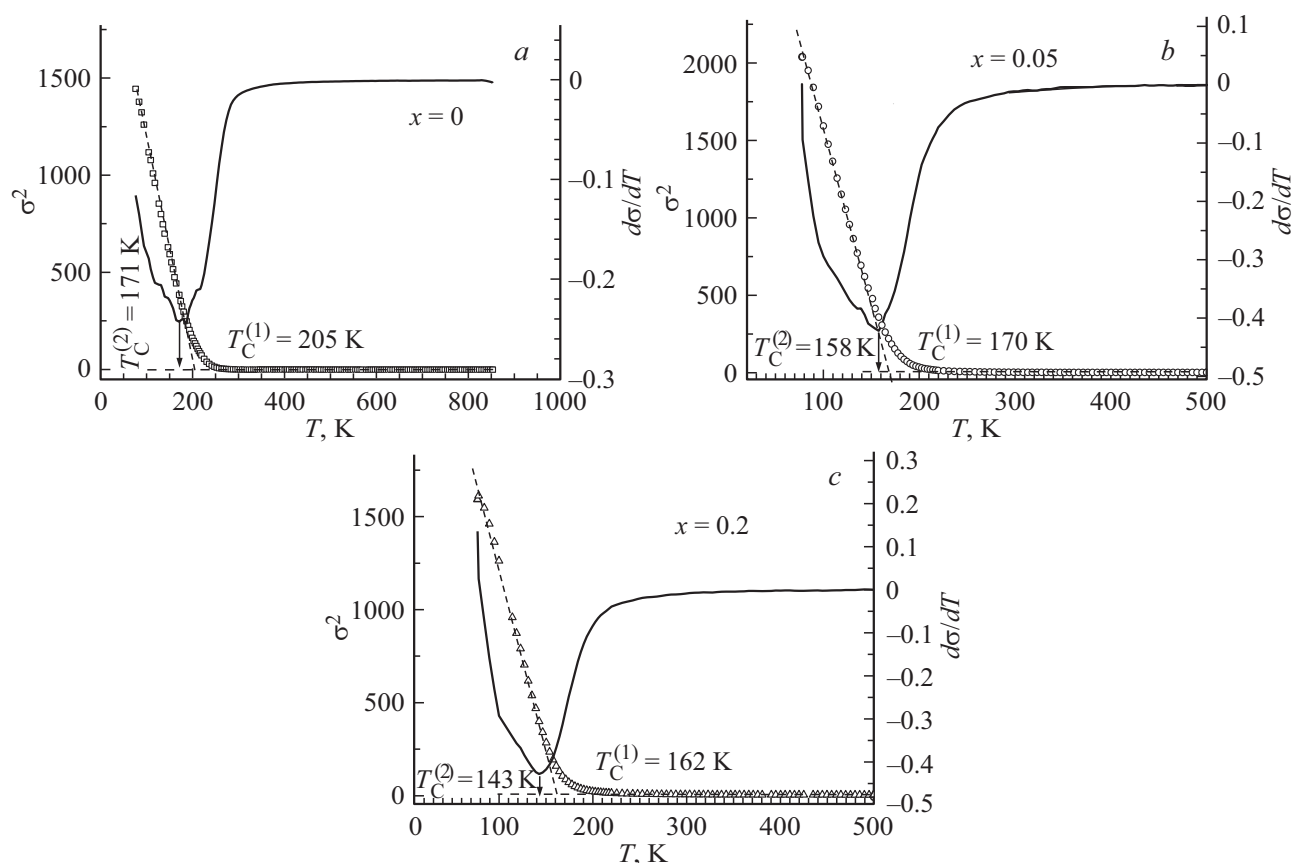


Рис. 1. Определение температуры Кюри T_C $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ (твердофазный синтез) по квадрату удельной намагниченности $\sigma^2(T)$ (символы) и по минимуму производной от удельной намагниченности $d\sigma(T)/dT$ (сплошная линия) при $x = 0$ (a), 0.05 (b) и 0.2 (c).

2. Образцы и методы исследования

Поликристаллические образцы составов $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ ($0 \leq x \leq 0.2$) были синтезированы твердофазным и золь-гель методами [13–15]. Аттестация образцов рентгеноструктурным методом была выполнена с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-3. Магнитные измерения проводили пондеромоторным методом в поле 0.86 Т [22]. Мнимую часть магнитной восприимчивости $\chi''(T)$ измеряли модуляционным методом в интервале температур $77 \leq T \leq 300 \text{ К}$ на индуктивно-частотной установке (рабочая частота $\sim 5 \text{ МГц}$) при трех частотах модуляции: 192, 333 и 970 Гц. Амплитуда модулирующего поля $H_{\text{mod}} = 10 \text{ Ое}$ [13–15, 22].

Рентгенодифрактограммы выявили принадлежность образцов $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$, полученных методом твердофазного синтеза, к орторомбической структуре (пр. гр. $Pnma$), а образцов, синтезированных золь-гель методом, — к ромбоэдрической структуре (пр. гр. $R\bar{3}c$), при этом наблюдался значительный рост (примерно в 12 раз) размера зерна с увеличением содержания висмута, что является следствием объемной ионной диффузии ионов Bi^{3+} [13–15]. Образцы состава $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$

($0 \leq x \leq 0.1$), изготовленные золь-гель методом, характеризуются ромбоэдрическим типом искажений кристаллической решетки [13–15], что соответствует результатам работ [7, 17]. В [17] установлено, что замещение лантана висмутом в системе $\text{La}_{1-x}\text{Bi}_x\text{MnO}_{3+\delta}$ приводит к увеличению размеров элементарной кристаллической ячейки, что сопровождается усилением локальных искажений кристаллической решетки с ростом содержания висмута, вызванных, в частности, эффектом Яна-Теллера.

3. Определение температуры Кюри T_C

На рис. 1, a–c показаны температурные зависимости квадрата удельной намагниченности $\sigma^2(T)$ и производной удельной намагниченности $d\sigma(T)/dT$ для трех составов образцов, изготовленных твердофазным методом. Температура Кюри $T_C^{(1)}$, определенная с использованием квадратичной зависимости удельной намагниченности, для образцов с $x = 0, 0.05$ и 0.2 составила соответственно 205, 170 и 162 К. Значение температуры Кюри $T_C^{(2)}$, полученное по температурной зависимости производной удельной намагниченности $d\sigma/dT$, дает более низкие значения по сравнению с $T_C^{(1)}$. Второй метод

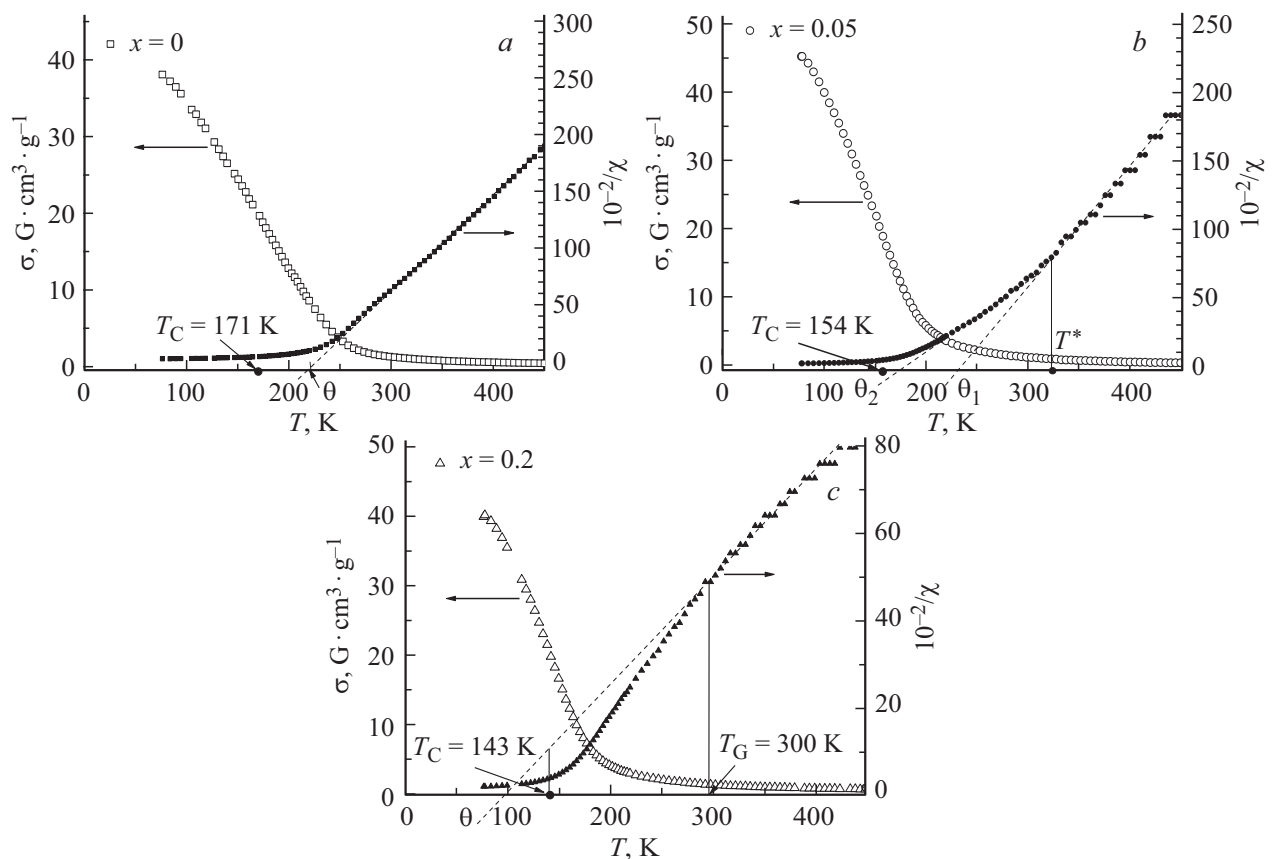


Рис. 2. Температурные зависимости удельной намагниченности $\sigma(T)$ и обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ образца $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ (твердофазный синтез) при $x = 0$ (a), 0.05 (b) и 0.2 (c); T^* — температура возникновения второй ФМ-фазы, для которой $\Theta = \Theta_2$.

определения T_C более корректен, поскольку для систем, содержащих помимо ФМ-фазы также и АФМ-фазу, значение температуры Кюри отвечает участку зависимости $\sigma(T)$ с наиболее резким уменьшением намагниченности с температурой.

С ростом содержания Bi^{3+} температура магнитного упорядочения уменьшается: $T_C^{(2)}$ составляет 171, 154 и 143 К при значениях x , соответственно, 0, 0.05 и 0.2.

4. Существование фазы, подобной фазе Гриффитса, в лантан-висмутовых манганитах

Температурные зависимости удельной намагниченности $\sigma(T)$ и обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ для образцов составов $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ ($x = 0, 0.05$ и 0.2), изготовленных методом твердофазного синтеза, показаны на рис. 2. В „чистом“ манганите лантана LaMnO_3 не было обнаружено отклонений $\chi^{-1}(T)$ от закона Кюри–Вейсса $1/\chi = (T - \Theta)/C$ при $T > T_C$, что характерно для однородного ПМ (рис. 2, a). ПМ-температура Кюри Θ определялась по точке пересечения продолжения экспериментального графика с

осью абсцисс (Θ — параметр, показывающий, какое из магнитных взаимодействий преобладает в системе). Анализ поведения $\chi^{-1}(T)$ для всех составов дает положительное значение ПМ-температуры Кюри ($\Theta > 0$), что согласуется с преобладанием ферромагнитных обменных взаимодействий между ионами марганца над антиферромагнитными.

Вид зависимостей $\chi^{-1}(T)$ для составов, содержащих висмут, свидетельствует о неоднородности магнитного состояния выше T_C . При наименьшем легировании $x = 0.05$ зависимость $\chi^{-1}(T)$ в ПМ-области может быть разбита на два прямолинейных участка с разными наклонами к оси температур, следовательно, с разными ПМ-температурами Кюри Θ , что соответствует двум ФМ-фазам, для которых $\Theta_1 > \Theta_2$ (рис. 2, b).

Для $\text{Bi}_{0.2}\text{La}_{0.8}\text{MnO}_3$ на температурной зависимости обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ наблюдается отклонение от линейной зависимости вблизи T_C с характерным прогибом вниз, что отвечает фазе, подобной фазе Гриффитса (т.е. магнитно разупорядоченному состоянию или состоянию „спинового стекла“) в области температур $T_C < T < T_G$, где $T_C = 143$ К и $T_G \approx 300$ К (рис. 2, c).

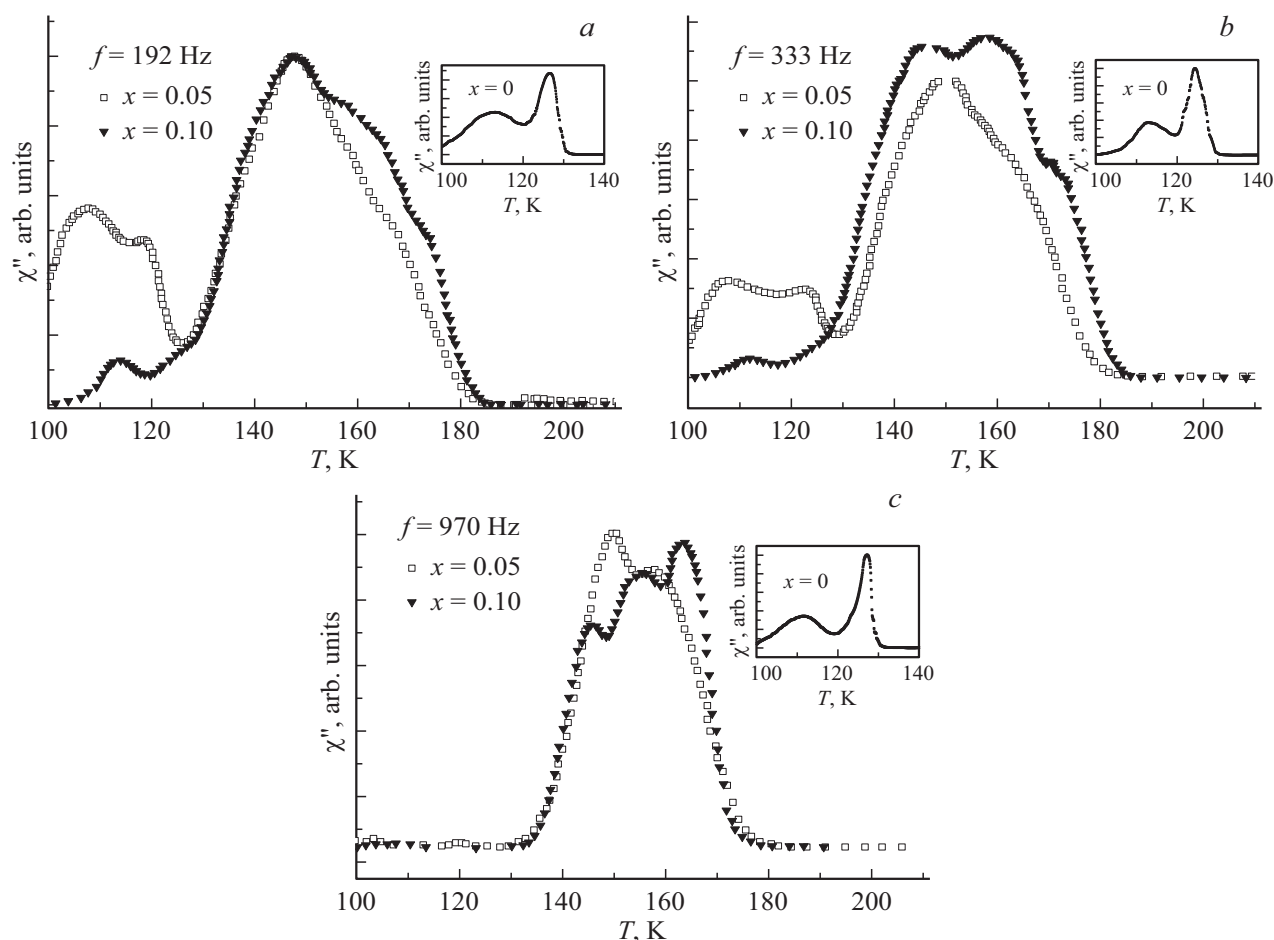


Рис. 3. Температурные зависимости мнимой части магнитной восприимчивости $\chi''(T)$ $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ (золь-гель метод) для частот модуляции 192 (a), 333 (b) и 970 Hz (c). На вставках те же зависимости для LaMnO_3 .

Состояние „спинового стекла“ является заведомо магнитно неоднородным, и поэтому для выявления всех возможных ФМ-фаз в образцах $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$, полученных как твердофазным методом, так и золь-гель синтезом, применялся метод измерения $\chi''(T)$, который является более чувствительным по сравнению с прямым методом измерения $\chi(T)$ [13–15].

На рис. 3, a–c представлены температурные зависимости мнимой части магнитной восприимчивости $\chi''(T)$ образцов $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ ($0 \leq x \leq 0.1$), синтезированных золь-гель методом, при трех частотах модуляции. На вставках рис. 3 показана зависимость $\chi''(T)$ для „чистого“ LaMnO_3 , на которой наблюдаются два узких максимума при $T_C \approx 113$ и 127 K. Но для составов, содержащих висмут, вид зависимостей претерпевает значительные изменения.

В высокотемпературном диапазоне $150 < T < 170$ K наблюдаются новые максимумы $\chi''(T)$, причем для состава $x = 0.05$ наблюдается два максимума, а для $x = 0.02$ — три максимума [13–15]. Этот температурный диапазон соответствует фазе, подобной фазе Гриффитса, определенной по температурным зависимостям $\chi^{-1}(T)$ для составов, изготовленных твердофазным синтезом.

Т.е., в данном случае наблюдается поведение „вмороженных“ кластеров в ПМ-области в фазе, подобной фазе Гриффитса. Вклад в кривые от LaMnO_3 с ростом частоты модуляции и с увеличением содержания висмута подавляется, что характерно для „спинового стекла“. При частоте модуляции 970 Hz этот вклад практически не проявляется, зато четко определяются положения высокотемпературных максимумов, соответствующих трем ФМ-фазам (кластерам).

В работе [23] фаза Гриффитса в нано- и поликристаллических лантан-кальциевых манганитах экспериментально изучалась как методом измерения магнитной восприимчивости на переменном токе, так и методом электронного спинового резонанса. Оба метода выявляют характерные особенности фазы, подобной фазе Гриффитса, и независимо подтверждают, что в нанокристаллическом манганите выше температуры Кюри в парамагнитной области существуют небольшие магнитные кластеры с ближним магнитным упорядочением. Структурное и магнитное разупорядочение, присущее нанокристаллическим твердым телам, включает в себя распределение локальных магнитных параметров, таких

как, например, локальная температура Кюри и локальная намагниченность [23].

Это подтверждает результаты настоящей работы: для слабомагнитных образцов, синтезированных золь-гель методом, у которых величина $\sigma(T)$ на порядок меньше $\sigma(T)$ образцов, полученных твердофазным синтезом, неоднородность ФМ-состояния заключается в том, что в температурном интервале фазы, подобной фазе Гриффитса, существует несколько максимумов на зависимости $\chi''(T)$, каждый из которых определяет T_C соответствующей ФМ-фазы.

Разнообразие и сосуществование нескольких магнитных взаимодействий и структурных искажений, обусловленных внесением висмута в виде легирующей добавки, создает магнитный беспорядок в системе $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$, который реализуется при $x \geq 0.1$ в фазе, подобной фазе Гриффитса, в виде ФМ-кластеров в ПМ-матрице. Для образцов, изготовленных методом твердофазного синтеза, исследования методом измерения $\chi''(T)$ проявляют только один уширенный максимум в диапазоне $150 < T < 170$ К и не позволяют выделить отдельные максимумы, которые наблюдались для золь-гель образцов.

Наличие нескольких максимумов на зависимостях $\chi''(T)$ при $150 < T < 170$ К, вероятнее всего, связано с тем, что в структуре BiMnO_3 имеются три неэквивалентные позиции ионов марганца и шесть возможных сверхобменных Mn–O–Mn-связей, четыре из которых являются ферромагнитными [3]. Поэтому в образцах возникают ФМ-кластеры с разными значениями T_C и разными направлениями магнитных моментов (происходит перемешивание орбитальных упорядочений 2D и 3D LaMnO_3 и BiMnO_3). Такой беспорядок в слоистой структуре LaMnO_3 может быть ответственным за зарождение и стабилизацию фазы, подобной фазе Гриффитса. В работе [24] также рассматривается роль аккомодационной деформации в возникновении фазы, подобной фазе Гриффитса, в La-дефицитных манганитах $\text{La}_{1-x}\text{MnO}_{3+\delta}$.

При легировании LaMnO_3 ионами Bi^{3+} происходит стабилизация локальных структурных искажений, для которых более предпочтительным является упорядочение d_{z^2} -орбиталей ионов Mn^{3+} , которое наблюдается у BiMnO_3 [3]. Возможны следующие причины этих структурных искажений: 1) более ковалентные по сравнению с La–O связи Bi–O влияют на взаимодействие иона кислорода с ионами марганца; 2) наличие изолированных пар $6s^2$ -электронов на внешних электронных оболочках ионов Bi^{3+} ответственно за их смещение вдоль направлений $\langle 111 \rangle$ кубической ячейки, а это значит, что помимо двухмерного орбитального упорядочения, характерного для LaMnO_3 , появляются локальные участки искажений структуры с орбитальным упорядочением, характерным для BiMnO_3 .

5. Заключение

1. Поликристаллические образцы слаболегированных висмутом манганитов лантана $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ ($0 \leq x \leq 0.2$) получены методом твердофазного синтеза и золь-гель методом.

2. Поскольку характер орбитального упорядочения в LaMnO_3 и BiMnO_3 существенно различается, замещение одного катиона другим приводит к орбитально разупорядоченному состоянию, результатом чего является фрустрация магнитных взаимодействий в области промежуточных составов.

3. В зависимости от метода синтеза можно получать слаболегированные составы $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ с разным уровнем проявления магнитных характеристик. Метод твердофазного синтеза позволяет получать образцы, в которых по отклонению зависимости $\chi^{-1}(T)$ от закона Кюри–Вейсса идентифицируется фаза, подобная фазе Гриффитса, состоящая из разупорядоченных ФМ-кластеров в ПМ-матрице в состоянии „спинового стекла“ в диапазоне температур $T_C < T < T_G$, где $T_C = 143$ К и $T_G \approx 300$ К (для $x \leq 0.2$).

4. В образцах, синтезированных золь-гель методом, благодаря равномерному распределению легирующей добавки по объему образца, проявляются тонкие особенности магнитных свойств, которые отсутствуют в составах, полученных методом твердофазного синтеза. Золь-гель метод и метод твердофазного синтеза, дополняя друг друга, подтверждают существование фазы, подобной фазе Гриффитса, в слаболегированных висмутом манганитах лантана.

5. Исследование зависимости $\chi''(T)$ показало присутствие в системе $\text{Bi}_x\text{La}_{1-x}\text{MnO}_3$ трех ФМ-фаз с температурами Кюри в высокотемпературном интервале от 150 до 170 К, что связано с наличием трех неэквивалентных позиций иона Mn^{3+} в структуре BiMnO_3 . Все эти три ФМ-фазы находятся в температурном диапазоне фазы Гриффитса.

6. Фаза, подобная фазе Гриффитса, наблюдаемая в слаболегированных висмутом манганитах лантана, появляется не из-за отсутствия некоторых ФМ-связей, а вследствие частичного изменения орбитального упорядочения этих связей с 2D на 3D и сосуществования двух типов упорядочения в этой системе.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.B. Goodenough. Rep. Prog. Phys. **67**, 1915 (2004).
- [2] С.М. Дунаевский. ФТТ **46**, 2, 193 (2004).
- [3] A. Moreira dos Santos, A.K. Cheetham, T. Atou, Y. Syono, Y. Yamaguchi, K. Ohoyama, H. Chiba, C.N.R. Rao. Phys. Rev. B **66**, 064425 (2002).
- [4] G.L. Pascut, K. Haule. Phys. Rev. B **107**, 045147 (2023).

- [5] L.E. Gonchar, A.E. Nikiforov. *Phys. Rev. B* **88**, 094401 (2013).
- [6] T. Atou, H. Chiba, K. Ohoyama, Y. Yamaguchi, Y. Syono. *J. Solid State Chem.* **145**, 639 (1999).
- [7] И.О. Троянчук, О.С. Мантыцкая, Г. Шимчак, М.Ю. Шведун. *ФНТ* **28**, 790 (2002).
- [8] D.P. Joseph, J.W. Lin, N.P. Kumar, W.C. Chen, J.T. Lin. *J. Magn. Magn. Mater.* **418**, 68 (2016).
- [9] A.K. Kundu, Md.M. Seikh, P. Nautiyal. *J. Magn. Magn. Mater.* **378**, 506 (2015).
- [10] Д. Гудинаф. Магнетизм и химическая связь. Металлургия, М. (1968). 328 с.
- [11] C. Zener. *Phys. Rev.* **82**, 3, 403 (1951).
- [12] J.M.D. Coey, M. Viret, S. von Molnar. *Adv. Phys.* **48**, 2, 167 (1999).
- [13] Т.Н. Тарасенко, З.Ф. Кравченко, В.В. Бурховецкий, А.С. Мазур, В.И. Каменев, А.И. Линник. *Изв. РАН. Сер. Физ.* **81**, 3, 344 (2017).
- [14] Т.Н. Тарасенко, А.И. Линник, В.И. Вальков, В.В. Бурховецкий, З.Ф. Кравченко, В.И. Каменев, А.С. Мазур. *ФТВД* **27**, 3, 101 (2017).
- [15] Т.Н. Тарасенко, А.И. Линник, В.И. Вальков, В.В. Бурховецкий, З.Ф. Кравченко, В.И. Каменев, А.С. Мазур. *Труды Кольского научного центра РАН* **2**, 9, 743 (2018).
- [16] В.А. Хомченко, И.О. Троянчук, О.С. Мантыцкая, М. Товар, Г. Шимчак. *ЖЭТФ* **130**, 1, 64 (2006).
- [17] А.И. Товстолыткин, А.Н. Погорелый, Д.И. Подъяловский, Т.И. Полек, Т.Н. Тарасенко, В.И. Каменев, О.Ф. Демиденко, Г.И. Маковецкий, К.И. Янушкевич. *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии* **9**, 1, 115 (2011).
- [18] R.B. Griffiths. *Phys. Rev. Lett.* **23**, 17 (1969).
- [19] A.J. Bray. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 586 (1987).
- [20] В.Н. Криворучко. *ФНТ* **40**, 756 (2014).
- [21] R.M. Eremina. *Appl. Magn. Reson.* **56**, 559 (2025).
- [22] Т.Н. Тарасенко, А.С. Мазур, А.И. Линник, В.Т. Довгий, Г.И. Маковецкий, К.И. Янушкевич. *ФТТ* **53**, 5, 899 (2011).
- [23] M. Pekala, J. Szydlowska, K. Pekala, V. Drozd. *J. Alloys Compd.* **685**, 237 (2016).
- [24] A.N. Ulanov, N.E. Pismenova, D.S. Yang, V.N. Krivoruchko, G.G. Levchenko. *J. Alloys Compd.* **550**, 124 (2013).

Редактор Е.Ю. Флегонтова