

PACS: 64.70.Kb, 75.50.Cc

Л.С. Метлов^{1,2}, А.И. Линник¹, В.Т. Довгий³, Ю.В. Тихтелев^{1,4}, А.Г. Петренко²

ОСОБЕННОСТИ ФЛУКТУАЦИЙ В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ СТРУКТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА, СОПРОВОЖДАЮЩЕГОСЯ ИЗМЕНЕНИЕМ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ

¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

²Донецкий национальный университет

³Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, Киев

⁴Луганский национальный университет им. Тараса Шевченко

Статья поступила в редакцию 14 января 2020 года

Предложена теоретическая модель сильных хаотических осцилляций (флуктуаций) магнитной восприимчивости, наблюдаемых ранее модуляционным методом при нагревании образца с постоянной скоростью в манганитах лантана, обогащенных стронцием. Модель базируется на оригинальной конструкции свободной энергии, с помощью которой удается описать всю последовательность наблюдаемых фазовых переходов вначале из ферромагнитной в антиферромагнитную фазу, а затем – в парамагнитное состояние. Выявлен особый характер осцилляций в окрестности структурного фазового перехода, сопровождающегося сменой магнитного упорядочения. Он заключается в отсутствии (обнулении) флуктуаций в самой точке фазового перехода и в их резком усилении справа и слева от этой точки. Осцилляции (флуктуации) ферро- и антиферромагнитного параметров порядка (ПП) в рамках модели подтвердили выявленную закономерность.

Ключевые слова: осцилляции, флуктуации, фазовые переходы, ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочение, магнитная восприимчивость

Введение

Исследование замещенных манганитов лантана со структурой перовскита является одним из важных направлений физики твердого тела. Интерес к ним связан в основном с тем, что эти материалы проявляют колоссальное магнитосопротивление и имеют перспективу практического применения [1,2]. Однако не меньший интерес они вызывают с точки зрения изучения взаимодействия между магнитными, электрическими и структурными параметрами в сильнокоррелированных системах [1,3,4]. Природа этих взаимодействий в настоящее время не полностью понятна и широко обсуждается.

Манганиты состава $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с концентрацией Sr $0.07 \leq x \leq 0.16$ интересны тем, что в соответствии с T - x фазовой диаграммой La-Sr-системы [5]

в них при разных температурах могут существовать ферромагнитная изолирующая (FM/I), скошенная антиферромагнитная (CA/I) и парамагнитная (PM) фазы. Эти фазы реализуются в различных кристаллических структурах орторомбической (O , O' , O'') и ромбоэдрической (R) симметрии. Таким образом, в манганитах системы $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ существуют как магнитные, так и структурные фазовые переходы. Кроме того, более поздние исследования [6,7] показали наличие в парамагнитной области данных манганитов при температурах до 270 К некоторых особенностей, которые могут быть интерпретированы как фаза Гриффитса.

В настоящем сообщении изучены особенности магнитных фазовых переходов в манганите $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ и предложена теоретическая модель этих переходов. Особое внимание уделено спонтанным переходам между потенциальными ямами свободной энергии при снижении разделяющего их потенциального барьера в окрестности критической точки 150 К.

1. Результаты экспериментов и их обсуждение

Монокристаллические образцы состава $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ выращены методом плавающей зоны с радиационным нагревом. Параметры кристаллической решетки и направления кристаллографических осей определяли на рентгеновском дифрактометре ДРОН-2 (излучение $\text{NiK}\alpha$) по положению линий (600), (060), (008). При комнатной температуре образцы обладали орторомбической структурой с постоянными решетки, nm: $a = 0.55188$, $b = 0.55452$, $c = 0.77940$. Температурные зависимости мнимой части магнитной восприимчивости χ'' измеряли модуляционным методом на индуктивно-частотной установке («несущая» частота автодина ~ 5 МГц) при частоте модуляции 330 Hz; амплитуда модулирующего поля составила 4–10 Oe. Образцы помещали в выносную катушку индуктивности автодина, которая находилась в температурной ячейке (температурный диапазон 77–650 К). Воздействие внешнего переменного магнитного поля приводит к изменению магнитного состояния образца, что модулирует высокочастотную «несущую» автодина. Амплитуда этой модуляции пропорциональна мнимой части магнитной восприимчивости исследуемого вещества ($A \propto \chi''$), поэтому ход кривой $A = f(T)$ эквивалентен ходу зависимости $\chi''(T)$.

Предварительные исследования магнитных и транспортных свойств монокристаллического манганита состава $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ [8,9] показали связь между его магнитными и электропроводящими свойствами с наличием в нем различных магнитных фаз. В частности, на температурной зависимости магнитной восприимчивости (рис. 1) наблюдаются три пика, которые вполне резонно сопоставить с существующими в этом манганите фазовыми переходами, поскольку наличие самих пиков является характерной особенностью поведения восприимчивости вблизи фазовых переходов. Самый большой пик соответствует структурному фазовому переходу при температуре 150 К из FM/I-фазы со структурой O'' в CA/I-фазу со структурой O' , т.е. без изменения симметрии.

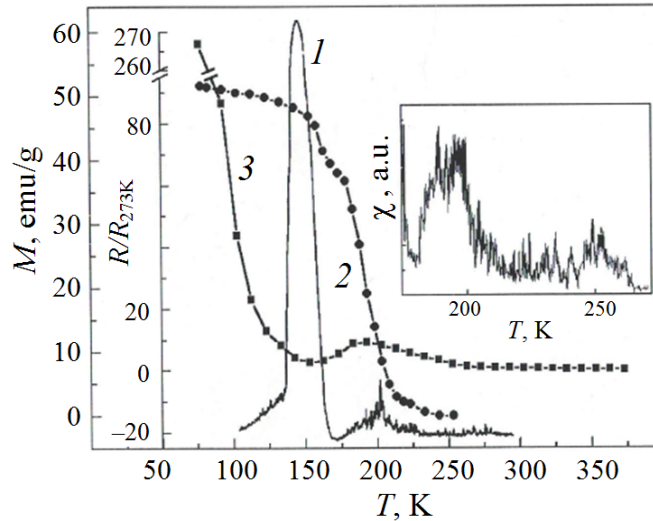


Рис. 1. Температурные зависимости мнимой части магнитной восприимчивости χ'' (кривая 1), намагниченности M (кривая 2) и относительного сопротивления R/R_{273K} (кривая 3) монокристалла $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ (амплитуда модуляции 1.2 Oe с поляризацией, направленной перпендикулярно оси c кристалла). На вставке показаны флуктуации $\chi''(T)$, записанные при амплитуде модуляции 4 Oe [8,9]

Более слабый пик при температуре 200 К соответствует переходу из SA/I-фазы в PM-фазу. Еще более слабый пик наблюдается внутри PM-состояния при температуре 250 К в области структурного перехода из фазы O' в фазу O . Характерной особенностью представленной зависимости $\chi''(T)$ (она отмечена и в ранних работах [8,9]) является наличие сильных хаотических флуктуаций. Они занимают весь температурный диапазон фазовых переходов, заходят в парамагнитную область и заканчиваются при $T \sim 270$ К. Именно эта температура указана в работах [6,7] как верхняя граница фазы Гриффитса. Видно, что пики восприимчивости, наблюдаемые в области температур 150 и 200 К, совпадают соответственно с минимумом и максимумом резистивности R , а на зависимости $M(T)$ (измерена в магнитном поле 1.1 кОе) наблюдаются скачок намагниченности в области $T = 150$ К и резкий спад намагниченности в области $T \sim 208$ К.

Согласно фазовой диаграмме системы $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ [5] для $x = 0.125$ при $T < 140$ К образец находится в состоянии FM/I, где наблюдается орбитальное и зарядовое упорядочение ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} [5,10]. Резкое падение сопротивления R и его минимальное значение свидетельствуют о появлении большого числа носителей, что также является следствием делокализации носителей и соответствует разрушению орбитального и зарядового упорядочения [5,10]. Отметим, что в области O' фазовой диаграммы наблюдаются большие янтеллеровские деформации октаэдров MnO_6 , а в областях O'' и O – малые [10].

Широкий по температуре и большой по амплитуде пик восприимчивости при $T = 150$ К свидетельствует о минимальном значении поля магнитной анизотропии в данном диапазоне температур и плавном характере магнитного

и структурного фазовых переходов из FM/I-фазы со структурой O'' в SA/I-фазу со структурой O' , а также о сосуществовании этих фаз как магнитно-неоднородное состояние. Наблюдаемые флуктуации магнитной восприимчивости $\chi''(T)$ мы связываем с магнитно-неоднородным состоянием образца.

При изменении направления модулирующего поля на параллельное оси c (при той же величине модулирующего поля 4 Oe) произошло резкое (примерно на порядок) уменьшение амплитуды первого пика при сохранении самого спектра (рис. 2). Такое поведение, очевидно, связано с разной величиной магнитной анизотропии в разных направлениях внутри кристалла. Отметим тот факт, что флуктуации $\chi''(T)$ наблюдаются в парамагнитной области далеко за точкой Нееля $T_N \sim 200$ K ($\Delta \sim 60$ K). Мы связываем данные флуктуации с магнитно-неоднородным состоянием образца – ферро- и антиферромагнитными кластерами, которые наблюдаются в районе T_N и парамагнитной области фазовой диаграммы. Амплитуда и характер флуктуаций говорят о том, что эти кластеры обладают довольно большим магнитным моментом и их колебания независимы (не синхронизированы).

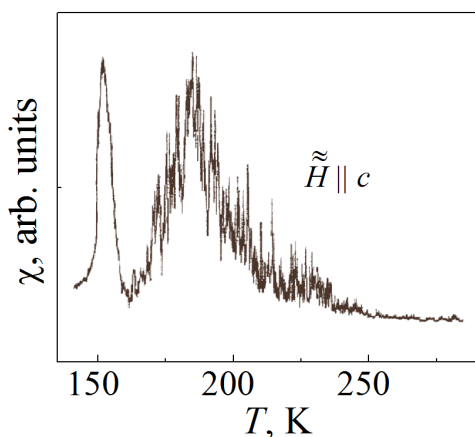


Рис. 2. Температурная зависимость мнимой части магнитной восприимчивости χ'' монокристалла $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ при направлении модулирующего поля амплитудой 4 Oe параллельно оси c кристалла [8,9]

Кроме того, видно, что при приближении к величине T_N из области высоких температур амплитуда данных флуктуаций и их огибающая возрастают, а это значит, что количество кластеров и их суммарный магнитный момент увеличиваются. Существование FM-кластеров при температурах выше точки Кюри подтверждается экспериментами по рассеянию нейтронов и измерению магнитной восприимчивости. Авторы работы [5] наблюдали аномалии зависимости $\chi(T)$ в парамагнитной области – отклонение экспериментальной кривой $1/\chi$ от закона Кюри–Вейса, что связывается с существованием FM-кластеров.

Все указанные особенности могут быть интерпретированы как проявление фазы Гриффитса [6,7]. Амплитуда наблюдаемых флуктуаций так велика ($\sim 40\text{--}50\%$ от величины второго пика при $T \sim 200$ K, рис. 2), что их нельзя отождествить с чисто тепловыми флуктуациями (их амплитуды пропорциональны $1/\sqrt{N}$, где N – число частиц в системе), поскольку последние должны иметь значительно меньшую амплитуду и более высокую частоту (за-

пись флуктуаций производили самописцем, потому они содержат только низкочастотные компоненты). Это хорошо видно из рис. 2, на котором при температурах выше 270 К наблюдается только слабая шумовая «дорожка» (случайный шум установки ~ 2%). Таким образом, очевидно, что флуктуации на зависимости $\chi''(T)$ отражают хаотические изменения внутренних магнитных и структурных свойств объекта исследования. Отметим, что указанные флуктуации для мнимой части магнитной восприимчивости трудно наблюдать в области структурного фазового перехода при температуре 150 К в силу крутого наклона графика зависимости.

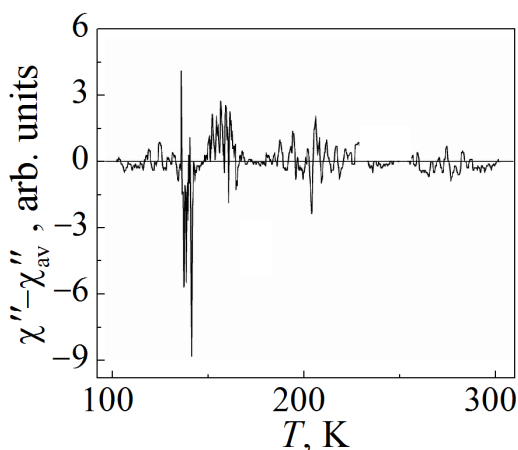


Рис. 3. Распределение флуктуаций магнитной восприимчивости χ'' монокристалла $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ по температуре

Для выявления флуктуаций в данной области из исходной величины зависимости $\chi''(T)$ вычли тренд в форме ее среднего скользящего значения $\chi''_{\text{av}}(T)$ по интервалу осреднения 10 К (рис. 3). Как видно из рис. 3, в самой точке фазового перехода флуктуации отсутствуют и резко проявляют себя в ближайшей окрестности. Аналогичный характер поведения флуктуаций был ранее описан для фазовых переходов второго рода порядок–беспорядок в варианте теории Ландау, сформулированной на языке конфигурационной энтропии [11–13]. Однако представленная там теория имеет идеализированный характер и для описания фазового перехода в конкретном материале (связанного с основным пиком на рис. 1) напрямую не пригодна, поэтому необходима ее некоторая модификация.

2. Теоретическая модель

Свободная энергия для описанных фазовых переходов должна зависеть от ферромагнитного m и антиферромагнитного l ПП:

$$f = f_0 + B(I - I_e)^2 + Ia_F \frac{m^2}{2} - Ia_A \frac{l^2}{2} + b_F \frac{m^4}{4} + b_A \frac{l^4}{4}, \quad (1)$$

где B – константа, отвечающая за структурное упорядочение; I – структурный ПП; I_e – равновесное при заданной температуре значение структурного ПП; a_F , b_F и a_A , b_A – константы, отвечающие соответственно за ферро- и ан-

тиферромагнитное упорядочения. Константы a_F , a_A и равновесное значение структурного ПП I_e зависят от температуры:

$$a_F = \alpha_F \frac{T - T_c}{T_c}, \quad (2)$$

$$a_A = \alpha_A \frac{T - T_N}{T_N}, \quad (3)$$

$$I_e = -I_0 \text{th}(k(T - T_s)), \quad (4)$$

где α_F , α_A , I_0 , k – некоторые новые константы; T_c , T_N – критические температуры соответственно ферро- и антиферромагнитного переходов в РМ-фазу; T_s критическая температура структурного фазового перехода. Зависимости (2) и (3) представляют собой линейное приближение разложения констант теории вблизи соответствующих критических точек магнитных фазовых переходов в духе Ландау. Зависимость (4) принципиально нелинейная и отражает тот факт, что в силу близкодействия атомарного взаимодействия структурный фазовый переход концентрируется в узкой области вблизи критической точки T_s и вдали от нее не влияет существенно на магнитное состояние системы. При положительном знаке I_e при температурах ниже критической точки T_s устойчивым будет ферромагнитное упорядочение, выше T_s – антиферромагнитное.

Свободная энергия в форме (1) представляет собой фактически комбинацию классических свободных энергий в теории Ландау, состоящую из суммы частей для ферро- и антиферромагнитного упорядочений вплоть до четвертых степеней ПП, что учитывалось в более ранних работах [14,15]. В качестве единственного и основного структурного ПП здесь используем значение обменного интеграла, что значительно упрощает рассмотрение по сравнению со случаем, когда в качестве ПП рассматриваются упругие деформации (см., напр., [16]).

Рельеф свободной энергии на различных температурных интервалах приведен на рис. 4. В расчетах значения основных параметров теории α_F , α_A , b_F , b_A были приняты равными единице, $I_0 = 0.5$, $T_s = 150$ К, $T_N = 200$ К, $T_c = 250$ К.

При температурах ниже критической температуры структурного фазового перехода T_s минимумы свободной энергии (1) расположены при ненулевом значении равновесного магнитного момента $m_{eq} \neq 0$ и при нулевом значении антиферромагнитного момента $I_{eq} = 0$ (рис. 4,а). В центре изображения имеется особенность типа седловой точки с максимумом свободной энергии в горизонтальном направлении и с минимумом – в вертикальном.

В критической точке T_s в центре фазовой плоскости формируется широкий минимум (рис. 4,б). Его образование можно объяснить слиянием предыдущих минимумов для ферромагнитного ПП и объединением их с минимумом для антиферромагнитного ПП. В этой критической точке

равновесное значение ферромагнитного ПП обращается в нуль, а равновесное значение антиферромагнитного ПП еще остается равным нулю. То есть равновесные значения обоих типов ПП обращаются в нуль. Большая ширина минимума означает, что неравновесные значения этих параметров будут медленно релаксировать к равновесному значению, и ПП будут реально отличаться от нуля, но их ненулевые значения будут иметь флуктуационную природу.

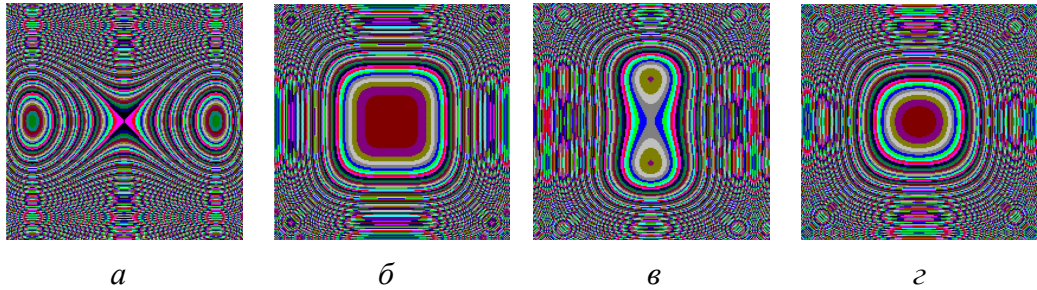


Рис. 4. Рельеф свободной энергии при различных температурах T , К: $a - 100$, $b - 150$, $v - 175$, $z - 225$. Значение вектора ферромагнетизма m отложено по горизонтальной оси, вектора антиферромагнетизма l – по вертикальной

На интервале температур $T_s < T < T_N$ минимумы свободной энергии (1) расположены при ненулевом значении равновесного антиферромагнитного момента $l_{eq} \neq 0$ и при нулевом значении ферромагнитного момента $m_{eq} = 0$ (рис. 4,в). В центре плоскости имеется особенность типа седловой точки уже с максимумом свободной энергии в вертикальном направлении и с минимумом – в горизонтальном, т.е. инверсно случаю, приведенному на рис. 4,а.

Как и в случае, приведенном на рис. 4,б, в интервале температур $T_N < T < T_c$ в центре фазовой плоскости также возникает широкий минимум (рис. 4,з). Существенным отличием, однако, является то, что минимум в этом случае существует не в точке, а на целом температурном интервале.

Представляет интерес промоделировать процесс прохождения системы через критические точки (рис. 5). Эволюционные уравнения типа Ландау–Халатникова можно дополнить случайным источником флуктуаций, которые моделируют тепловые флуктуации в форме уравнений Ланжевена

$$\tau_I \frac{\partial I}{\partial t} = 2B(I - I_e) + a_F \frac{m^2}{2} - a_A \frac{l^2}{2} + f_I(I), \quad (5)$$

$$\tau_m \frac{\partial m}{\partial t} = m(I a_F + b_F m^2) + f_m(m), \quad (6)$$

$$\tau_l \frac{\partial l}{\partial t} = l(-I a_A + b_A l^2) + f_l(l), \quad (7)$$

где τ_I , τ_m , τ_l – соответствующие времена релаксации; $f_I(I)$, $f_m(m)$, $f_l(l)$ – случайные функции типа «белого шума», моделирующие влияние тепловых флуктуаций.

Для расчетов были выбраны времена релаксации $\tau_l = 100$ s, $\tau_m = \tau_l = 10$ s, амплитуда «белого шума» – 0.004. Время релаксации структурного ПП в силу более высокой инертности структурных перестроек по сравнению с перестройками магнитной подсистемы выбрано на порядок бóльшим. Соотношения времени релаксации и амплитуды «белого шума» подобраны таким образом, чтобы сформировать равновесный тепловой фон (шумовая дорожка), который можно будет наблюдать визуально.

В численном эксперименте систему подогревали постоянным шагом со скоростью 0.1 K/s, начиная с температуры 130 K. Из рис. 5 видно, что в точке структурного фазового перехода при $T \approx 150$ K происходит инверсия типа упорядочения с ферро- на антиферромагнитный (с небольшим кинетическим запаздыванием). С дальнейшим повышением температуры антиферромагнитный момент уменьшается и обращается в нуль в точке Нееля $T_N \approx 200$ K (опять-таки с некоторым запаздыванием). При дальнейшем росте температуры оба типа моментов остаются равными нулю, что соответствует парамагнитному разупорядочению. При этом РМ-состояние для магнитного момента поддерживается структурно, несмотря на то, что на этом интервале температура формально ниже температуры Кюри, равной 250 K для нашей модели.

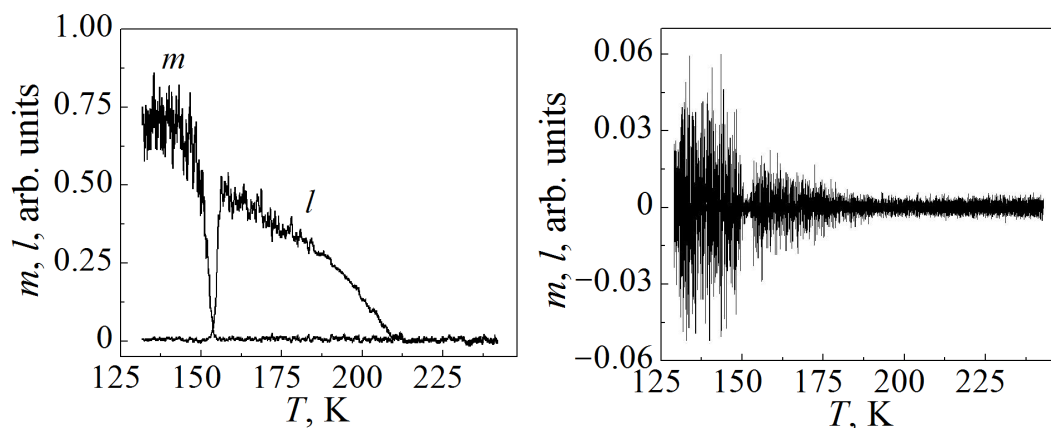


Рис. 5. Эволюция магнитного и антиферромагнитного параметров порядка с ростом температуры

Рис. 6. Эволюция флуктуаций магнитного и антиферромагнитного параметров порядка с ростом температуры

С целью качественного сопоставления с экспериментальной кривой на рис. 3 вычтем из графиков для магнитного и антиферромагнитного моментов на рис. 5 скользящее среднее по температурному интервалу 2.1 K и наложим эти графики один на другой (рис. 6). Мы видим, что для магнитного и антиферромагнитного моментов наблюдается та же особенность, что и для магнитной восприимчивости – в точке структурного фазового перехода имеет место уменьшение интенсивности флуктуаций до нулевых значений, а в ближайшей окрестности критической точки – некоторое их разрастание.

Для прямого сопоставления теоретических и экспериментальных кривых необходимо построить теоретические графики магнитной восприимчивости, однако пока не ясно, как ее можно правильно обобщить для неравновесного состояния со случайными тепловыми флуктуациями.

Заключение

На температурной зависимости мнимой части магнитной восприимчивости, измеряемой модуляционным методом на индуктивно-частотной установке при нагревании образца с постоянной скоростью, обнаружены сильные хаотические, по сути временные, флуктуации, которые прекращаются при температуре ~ 270 К. В результате обработки наблюдаемого сигнала посредством вычитания из него скользящего среднего выявлен особый характер осцилляций в точке структурного фазового перехода при 150 К, сопровождающегося сменой магнитного упорядочения. Отличительной особенностью данных осцилляций является их отсутствие (обнуление) в самой точке фазового перехода и их разрастание справа и слева в непосредственной ее окрестности.

Для теоретического описания цепочки структурных и магнитных фазовых переходов предложена особая форма свободной энергии, благодаря чему удалось описать всю последовательность фазовых переходов вначале из ферромагнитной в антиферромагнитную фазу, а затем в РМ-состояние. Применение для теоретической температурной (временной) зависимости ферро- и антиферромагнитного ПП той же обработки, что и для наблюдаемого сигнала, позволило в области температур 150 К выявить закономерность, аналогичную полученной для магнитной восприимчивости на экспериментальных кривых.

В рамках рассмотренной однородной модели наблюдаемые флуктуации в остальной температурной области моделировать не удастся. Это связывается с тем, что реальное соединение $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ в силу специфики его приготовления имеет неоднородное кластерное строение с отличающимися температурами Кюри и Нееля в каждом кластере. Между сближенными энергетическими уровнями различных кластеров возможны флуктуационные переходы, и для их описания необходимо развитие более сложной неоднородной модели.

1. Э.Л. Нагаев, УФН **166**, 833 (1996).
2. E.L. Brosha, R. Mukundan, D.R. Brown, F.H. Garzon, J.H. Visser, M. Zanini, Z. Zhou, E.M. Logothetis, Sensors and Actuators **B69**, 171 (2000).
3. М.Ю. Каган, К.И. Кугель, УФН **171**, 577 (2001).
4. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин, УФН **171**, 121 (2001).
5. M. Paraskevopoulos, F. Mayr, J. Hemberger, A. Loidl, R. Heichele, D. Maurer, V. Müller, A.A. Mukhin, A.M. Balbashov, J. Phys.: Condens. Matter **12**, 3993 (2000).
6. J. Deisenhofer, D. Braak, H.-A. Krug von Nidda, Phys. Rev. Lett. **95**, 257202 (2005).
7. V.A. Ivanshin, J. Deisenhofer, H.-A. Krug von Nidda, A. Loidl, JMMM **310**, 1966 (2007).
8. В.Т. Довгий, А.И. Линник, В.К. Прокопенко, В.И. Михайлов, А.М. Кадомцева, В.А. Хохлов, А.А. Шемяков, В.П. Пащенко, Н.В. Давыдейко, Т.А. Линник, Н.Г. Кисель,

- в сб. докл. Междун. научн. конф. «Атуальные проблемы физики твердого тела» ФТТ-2005, Изд. центр БГУ, Минск (2005), т. 1, с. 211–213.
9. В.Т. Довгий, А.И. Линник, В.И. Каменев, В.К. Прокопенко, В.И. Михайлов, В.А. Хохлов, А.М. Кадомцева, Т.А. Линник, Н.В. Давыдейко, В.А. Турченко, Письма в ЖТФ **33**, вып. 2, 53 (2007).
 10. Н. Nojiri, К. Kaneko, М. Motokawa, К. Hirota, Y. Endoh, К. Takahashi, Phys. Rev. **B60**, 4142 (1999).
 11. L.S. Metlov, e-print arXiv: cond-mat/1309.6791v1. 2013. P. 1–9
 12. L.S. Metlov, e-print arXiv: cond-mat/1505.03727v1. 2015. P. 1–4.
 13. Л.С. Метлов, В.Д. Пойманов, Вестник Челябинского государственного университета № 22 (377). Физика. Вып. 21, 15 (2015).
 14. А. Asamitsu, Y. Moritomo, R. Kumai, Y. Tomioka, Y. Toookura, Phys. Rev. **B54**, 1716 (1996).
 15. V.E. Arkhipov, N.G. Bebenin, V.P. Dyakina, V.S. Gaviko, A.V. Korolev, V.V. Mashkatsan, E.A. Neifeld, R.I. Zainullina, Ya.M. Mukovskii, D.A. Shulyatev, Phys. Rev. **B61**, 11229 (2000).
 16. В.Д. Бучельников, Н.К. Даньшин, Д.М. Долгушин, А.И. Изотов, В.Г. Шавров, Л.Т. Цымбал, ФТТ **47**, 1813 (2005).

L.S. Metlov, A.I. Linnik, V.T. Dovgii, Yu.V. Tehteleev, A.G. Petrenko

FEATURES OF FLUCTUATIONS IN THE VICINITY OF THE CRITICAL POINT OF THE STRUCTURAL PHASE TRANSITION ACCOMPANIED BY A CHANGE IN MAGNETIC ORDERING

A theoretical model of strong chaotic oscillations (fluctuations) of magnetic susceptibility is proposed. The oscillations have been previously observed by the modulation method when a sample is heated at a constant rate in strontium enriched lanthanum manganite. The model is based on some construction of free energy that provides description of the entire sequence of observed phase transitions from the ferromagnetic to antiferromagnetic phase first, and then to the paramagnetic state. A special character of the oscillations is revealed in the vicinity of the structural phase transition accompanied by a change in magnetic ordering. The alternation is the absence (zeroing) of fluctuations at the phase transition point and their sharp growth to the right and left of this point. Oscillations (fluctuations) of the ferro- and antiferromagnetic order parameter (OP) in the framework of the model confirmed the revealed pattern.

Keywords: oscillations, fluctuations, phase transitions, ferromagnetic and antiferromagnetic ordering, magnetic susceptibility

Fig. 1. Temperature dependences of the imaginary part of magnetic susceptibility χ'' (curve 1), magnetization M (curve 2) and relative resistance R/R_{273K} (curve 3) of single-crystal $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ (modulation magnitude is 1.2 Oe with polarization normal to c -axis of the crystal). In the insert: fluctuations $\chi''(T)$ recorded at the modulation magnitude of 4 Oe [8,9]

Fig. 2. Temperature dependences of the imaginary part of magnetic susceptibility χ'' of single-crystal $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ when the modulating field of 4 Oe is parallel to c -axis of the crystal [8,9]

Fig. 3. Temperature distribution of fluctuations of magnetic susceptibility χ'' of single-crystal $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$

Fig. 4. Free energy shape at varied temperature T , K: $a - 100$, $b - 150$, $c - 175$, $d - 225$. Horizontal axis: magnitude of ferromagnetic vector m , vertical axis: antiferromagnetic vector l

Fig. 5. Temperature dependence of magnetic and antiferromagnetic order parameters

Fig. 6. Temperature dependence of fluctuations of magnetic and antiferromagnetic order parameters