

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ФАЗЫ, ПОДОБНОЙ ФАЗЕ ГРИФФИТСА, В ПЛЕНКАХ $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$

Ю. Э. Самошкина^{a*}, М. В. Рауцкий^a, Е. А. Степанова^b,

Д. С. Незнахин^b, Н. В. Андреев^c, В. И. Чичков^c

^a Институт физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ КНЦ Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия

^b Уральский федеральный университет им. Первого Президента России Б. Н. Ельцина
620002, Екатеринбург, Россия

^c Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»
119049, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 мая 2017 г.

Исследованы температурные зависимости магнитной восприимчивости и электронного магнитного резонанса в поликристаллических пленках $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ ($x = 0.2, 0.4$). Изучены парамагнитные свойства образцов, указывающие на наличие ферромагнитных корреляций ближнего порядка выше температуры фазового перехода (T_c). Область существования таких корреляций обсуждается в рамках теории Гриффитса.

DOI: 10.7868/S0044451017120136

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к манганитам $\text{Ln}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (Ln^{3+} — лантаноид, A^{2+} — щелочноземельный ион) привлекает, в первую очередь, явление колоссального магнитосопротивления (КМС), характерное для этих материалов. Кроме того, за счет тесной взаимосвязи спиновых, орбитальных, зарядовых и решеточных степеней свободы они имеют богатую фазовую диаграмму [1–3]. Конкуренция различных типов упорядочения ответственна за фазовое расслоение в манганитах и сосуществование фаз с различными магнитными и электронными свойствами. Понимание фундаментальных основ формирования подобных фаз и их динамического взаимодействия по-прежнему является важной научной задачей.

Исследования магнитных свойств $\text{Ln}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ манганитов в интервале $0.2 \leq x \leq 0.4$ показали, что образцы, как правило, содержат две фазы: ферромагнитную ниже температуры фазового перехода, T_c , и парамагнитную выше T_c [3]. В то же время

существует большое количество работ, в которых наблюдается неоднородность магнитных состояний в замещенных манганитах выше их T_c , например, [4–6]. Впервые подобное поведение было рассмотрено Гриффитсом для случайно разбавленных изинговских ферромагнетиков, в которых выше T_c реализуется фаза, представляющая собой ферромагнитные кластеры в парамагнитной матрице [7]. Позже в работах [8, 9] идея Гриффитса была обобщена на любую неупорядоченную магнитную систему, в том числе и на манганиты. Впервые для манганитов теория Гриффитса была использована для объяснения экспериментальных данных КМС, магнитной восприимчивости и теплоемкости, полученных на составе $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ [10]. В настоящее время предполагается, что фаза, подобная фазе Гриффитса, играет важную роль при формировании КМС [10–14]. Как отмечено в работе [15], следует отличать классическую фазу Гриффитса от фазы, подобной фазе Гриффитса, реализующейся в замещенных 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.

* E-mail: uliag@iph.krasn.ru

Хорошо известно, что методы исследования магнитного резонанса обладают высокой чувствительностью к наличию магнитных примесей. В частности, с помощью электронного магнитного резонанса (ЭМР) исследовались многие составы замещенных манганитов [4, 5], в том числе и поликристаллические образцы $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ [6]. В настоящей работе методом ЭМР исследуются поликристаллические пленки $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.2, 0.4$), осажденные на подложку из оксида циркония, стабилизированного иттрием (YSZ). Исследование магнитных свойств данных образцов в [16] показало, что значение T_c у них значительно ниже, чем у монокристаллов. Подобная картина предполагает наличие фазового расслоения в образцах и возможное обнаружение ферромагнитных корреляций выше T_c . Кроме того, $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ и $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ представляют собой два типа соединений – ферромагнитный изолятор ($x = 0.2$) и ферромагнитный полупроводник ($x = 0.4$), что позволяет более широко исследовать физику манганитов.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пленки $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ и $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ толщиной от 50 до 130 нм были изготовлены методом реактивного высокочастотного магнетронного распыления по схеме, описанной в работе [17] (facing-target). В качестве рабочего газа была использована аргоно-кислородная смесь $\text{Ar}/\text{O}_2 = 4/1$. Остаточное давление в камере перед напылением составляло $3 \cdot 10^{-6}$ Торр, рабочее суммарное давление смеси – $3 \cdot 10^{-3}$ Торр. Стехиометрические $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ и $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ мишени были получены твердофазным синтезом из порошков Pr_2O_3 , SrO и MnO_2 . В качестве подложек использовался монокристалл YSZ (311). Температура подложки при напылении составляла 750°C . Химический состав полученных пленок, изученный методом резерфордовского обратного рассеяния, показал соответствие заявленной стехиометрии. Кристаллическая структура образцов была изучена в работе [18] и уточнена в рамках пространственной группы $Pnma$. Установлено, что структурные параметры пленок совпадают со структурными данными их массивных аналогов [19–22]. Средний размер кристаллитов для $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ составляет 45 нм вдоль оси b и 62 нм вдоль осей a и c ; для $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ – 31 нм вдоль оси b и 54 нм вдоль осей a и c . Текстура в пленках не выявлена.

Измерения магнитной восприимчивости проводились с помощью СКВИД-магнитометра MPMS XL-7 ЕС в интервале температур 5–350 К и магнитном поле H от 100 до 3000 Э, приложенном вдоль плоскости образцов. Спектры ЭМР были сняты на спектрометре Bruker E 500 CW на частоте $\omega = 9.2$ ГГц в интервале температур 110–320 К.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Типичные температурные зависимости магнитной восприимчивости и ее обратной величины представлены на рис. 1 для двух исследуемых пленок $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ и $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ в магнитном поле 100 Э. Температурный ход обратной восприимчивости показывает, что значение T_c пленок является достаточно низким по сравнению с их массивными аналогами (таблица). Значение T_c определялось как предельная точка перед ростом величины $1/\chi$ при повышении температуры. При этом установлено, что значение T_c слабо зависит от толщины пленок. Хорошо известно, что магнитная восприимчивость однородного парамагнетика должна следовать закону Кюри – Вейсса, а ее обратная величина должна изменяться линейно с температурой, согласно уравнению $1/\chi = (T - \Theta)/C$, где C – константа Кюри, Θ – температура Кюри – Вейсса. Как видно на рис. 1, обратная восприимчивость пленок в ПМ-области отклоняется от указанной зависимости, что свидетельствует об изменении в данной области эффективного магнитного момента. С помощью ли-

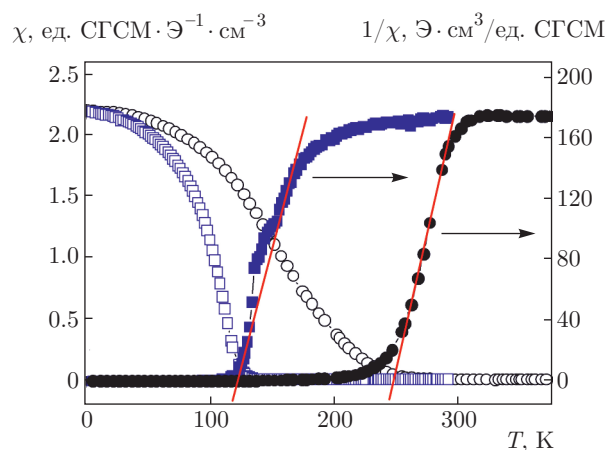


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости и ее обратной величины для $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ ($d \sim 100$ нм), измеренные при охлаждении в магнитном поле $H = 100$ Э: квадраты – $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$, кружки – $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$

Таблица. Экспериментальные данные для пленок $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ ($d \sim 100$ нм), полученные в магнитном поле 100 Э

	$x = 0.2$	$x = 0.4$
T_c , К	115 158 [20] поликристалл 170 [19] поликристалл	215 300 [21] монокристалл 305 [22] поликристалл
Θ , К	119	246.5
T_W , К	142	275
C , $\text{см}^3 \cdot \text{К} / \text{моль}$	157.23	117.33
μ_{eff}^{exp}, μ_B	11.21	9.68
μ_{eff}^{th}, μ_B	5.70	5.30
T_G , К	145	295

нейной аппроксимации участка экспериментальной кривой $1/\chi(T)$, как показано на рис. 1, для каждого исследуемого образца было определено значение Θ , а в произвольных точках T_W , взятых на прямых, рассчитаны константа C и эффективный магнитный момент μ_{eff} , связанные формулой (1):

$$(\mu_{eff}\mu_B)^2 = 3k_B C / N_A, \quad (1)$$

где $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — константа Больцмана, $\mu_B = 9.274 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл, $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$ — число Авогадро. При расчете константы C учитывалась молярная величина χ , с плотностью образцов $\rho_{x=0.2} = 6.667$ г/см 3 и $\rho_{x=0.4} = 6.469$ г/см 3 . Магнитные параметры, рассчитанные при значении $H = 100$ Э, представлены в таблице. Теоретическое значение эффективного магнитного момента в образцах было рассчитано по формуле (2):

$$\mu_{eff}^{th} = ((1-x)\mu_{eff}^2(\text{Mn}^{3+}) + (1-x)\mu_{eff}^2(\text{Pr}^{3+}) + x\mu_{eff}^2(\text{Mn}^{4+}))^{-1/2}, \quad (2)$$

где $\mu_{eff}(\text{Mn}^{3+}) = 4.9\mu_B$; $\mu_{eff}(\text{Mn}^{4+}) = 3.87\mu_B$ и $\mu_{eff}(\text{Pr}^{3+}) = 3.58\mu_B$. Экспериментальное значение μ_{eff} для пленок $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ оказалось значительно больше по сравнению с теоретически предсказанной величиной (см. таблицу), в которой учтен и ван-Флекковский вклад от ионов Pr^{3+} [16]. При этом увеличение магнитного поля вплоть до 3 кЭ дает еще большую величину μ_{eff} . Такая значительная разница указывает на наличие в исследуемом температурном интервале ФМ-включений.

Для того чтобы идентифицировать в образцах наличие ФМ-корреляций выше T_c и определить область их существования, были измерены спектры ЭМР при $T > T_c$, на основании которых построены температурные зависимости параметров резонансных линий. На рис. 2 представлены типичные серии спектров ЭМР (dP/dH) в интервале температур 110–200 К (для $x = 0.2$) и 200–320 К (для $x = 0.4$), содержащих ПМ-область и область перехода ФМ–ПМ. В парамагнитной области ЭМР-сигнал должен описываться одной симметричной линией формы Лоренца, тогда как отклонение от этой формы может указывать на наличие ферромагнитной компоненты. Как правило, в парамагнитной области монокристаллов манганита вблизи их T_c наблюдаются две резонансные линии, принадлежащие ФМ- и ПМ-компонентам [5, 23], в то время как для поликристаллических образцов характерна одна резонансная линия, отклоняющаяся при этом от формы линии Лоренца [4, 6]. В случае поликристаллических образцов подобное поведение может свидетельствовать о том, что линии ФМ- и ПМ-резонансов накладываются друг на друга. В нашем случае, при $T > T_c$ мы не наблюдаем отдельной линии, принадлежащей ФМ-резонансу, а сами ЭМР-спектры не описываются одной линией Лоренца. Анализ ЭМР-спектров проводился по стандартной методике [4, 6, 24, 25]. Эффективный g -фактор рассчитывался по формуле $g_{eff} = h\nu/\mu_B H_{res}$, где h — постоянная Планка, μ_B — магнетон Бора, ν — частота и H_{res} — магнитное резонансное поле. Ширина линии ΔH определялась как расстояние от максимума до минимума на кривых $dP/dH(H)$. Интен-

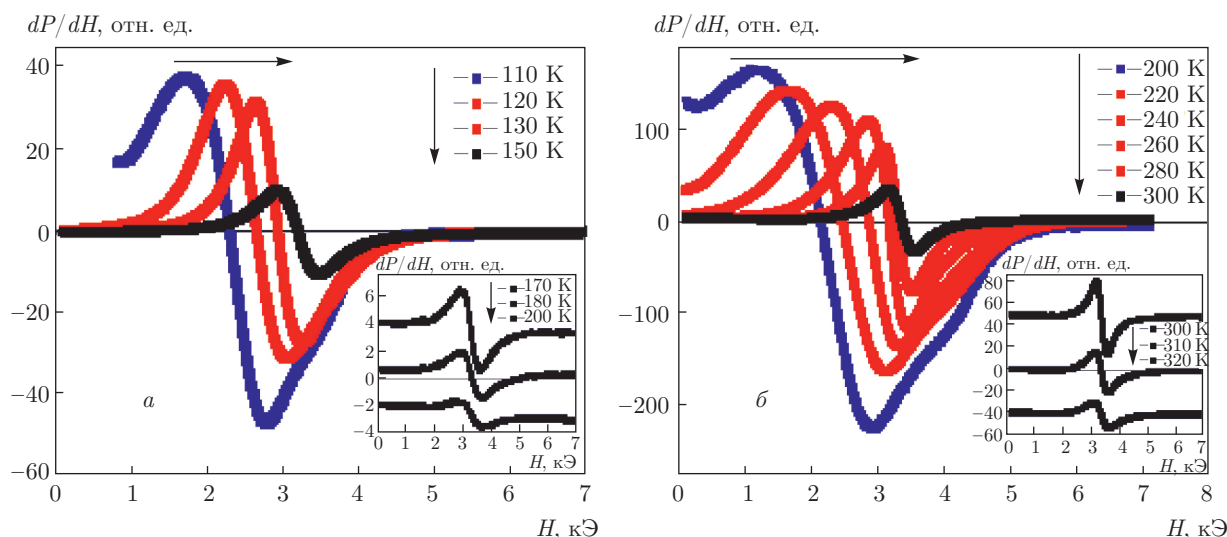


Рис. 2. Температурные зависимости ЭМР-спектров: *a* — $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ ($d \sim 100$ нм), *б* — $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ ($d \sim 130$ нм)

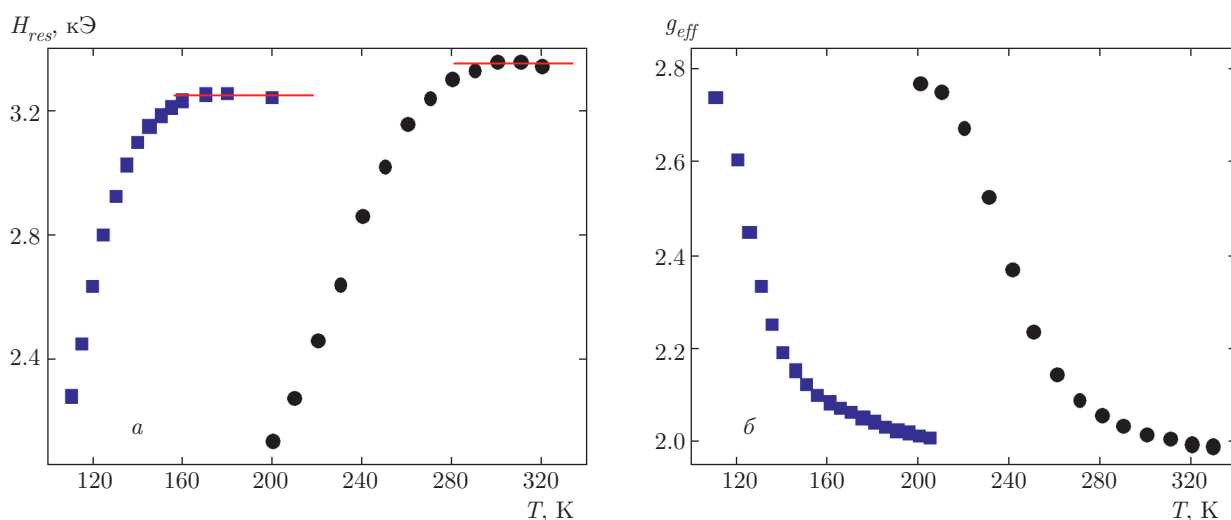


Рис. 3. Температурные зависимости магнитного резонансного поля (*a*) и эффективного g -фактора (*б*) для $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$: квадраты — $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$, кружки — $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$

сивность резонансного отклика рассчитывалась как $I = A \cdot \Delta H^2$, где A — амплитуда dP/dH -сигнала, определяемая расстоянием от максимума до минимума.

Как видно на рис. 3а, для исследуемых пленок при переходе через T_c и дальнейшем повышении температуры характерен резкий рост резонансного поля, примерно в 1.5 раза, который начинает убывать при $T = 145$ К, $T = 280$ К, затем H_{res} достигает своего максимального значения в области $H_{res} = 3248$ Э и $H_{res} = 3352$ Э при $T = 170$ К, $T = 300$ К, соответственно для $x = 0.2$, $x = 0.4$. Ука-

занным температурным зависимостям резонансного поля соответствуют температурные зависимости величины g_{eff} , представленные на рис. 3б. Отметим достаточно большое значение $g_{eff} \sim 2.75$ в области T_c образцов, которое уменьшается с температурой и становится близким к двум при $T = 200$ К, $T = 300$ К, соответственно для $x = 0.2$, $x = 0.4$. Эти результаты показывают, что образцы демонстрируют «нормальное» ПМ-поведение только при температурах значительно выше их T_c .

Аномальное ПМ-поведение является более очевидным, что следует из температурной зависимости

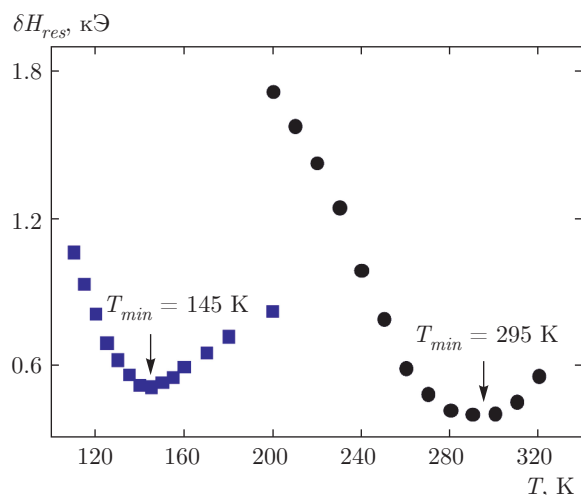


Рис. 4. Температурные зависимости ширины резонансной линии для $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$: квадраты — $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$, кружки — $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$

ширины резонансной линии ΔH (рис. 4). Как видно на рис. 4, величина ΔH не является монотонной функцией от температуры, а демонстрирует минимум при температурах $T_{min} = 145$ К и $T_{min} = 295$ К, соответственно для $x = 0.2$ и $x = 0.4$, существенно выше T_c пленок. Следует отметить, что такое поведение ΔH при $T > T_c$ является типичным для манганитов и наблюдалось ранее на разных составах [4, 6, 24, 25]. Известно, что ширина резонансной линии зависит, главным образом, от силы взаимодействия между спинами магнитных ионов и механизма релаксации. В ФМ-области уширение резонансной линии в процессе охлаждения обычно связывается с замедлением спиновых флуктуаций за счет увеличения обменного взаимодействия. Для таких систем, как манганиты, в «нормальной» ПМ-области характерно уширение линии при повышении температуры, которое объясняется наличием как спин-решеточной релаксации, так и магнитных поляронов. Таким образом, наблюдаемый рост ΔH при охлаждении в интервале $T_c < T < T_{min}$ также указывает на сосуществование ФМ- и ПМ-областей в исследуемых образцах.

Интенсивность исследуемых резонансных сигналов, представленная на рис. 5 как функция от температуры, пропорциональна магнитной восприимчивости пленок. Температурные зависимости ее обратной величины также показаны на рис. 5, где видно отсутствие явной линейной зависимости при температурах выше T_c . Однако если все же попытаться описать данные линейной функцией, то значения температуры, при которых будут наблюдаться от-

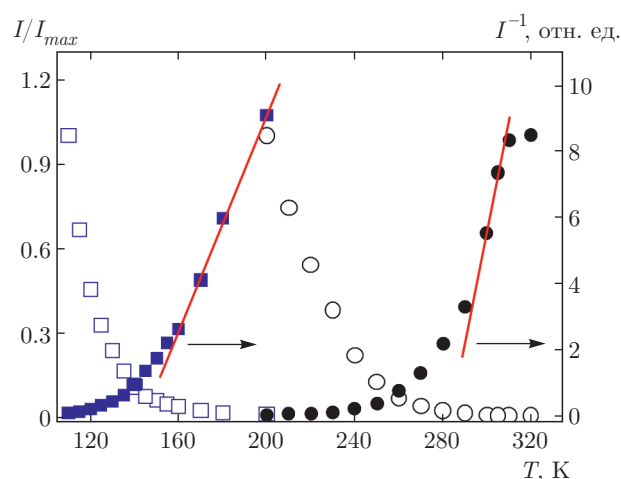


Рис. 5. Температурные зависимости интенсивности резонансного сигнала и ее обратной величины для $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$: квадраты — $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$, кружки — $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$

клонения, составят 155 К и 295 К, соответственно для $x = 0.2$ и $x = 0.4$, что близко к значениям T_{min} .

В ряде работ [4, 5, 10, 25] особенности магнитного поведения замещенных манганитов выше их T_c (нелинейное поведение $1/\chi(T)$, большие значения μ_{eff} , асимметрия ЭМР-сигнала) рассматривают как признаки фазы, подобной фазе Гриффитса. При этом следует отметить, что для $\text{Ln}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ данная фаза может наблюдаться в области температур вплоть до максимального значения T_c системы [26]. Как известно, максимальное значение $T_c \sim 370$ К имеет манганит $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Для серии замещенных манганитов $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$, согласно их фазовой диаграмме [27] и последним магнитным исследованиям [21, 22], высокое значение $T_c \sim 305$ К имеют образцы при $x = 0.4$. Однако в массивных поликристаллах $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ также было установлено наличие ФМ-корреляций в интервале $T = 305\text{--}330$ К [6]. В нашем случае, как показывают магнитные измерения, пленки имеют заниженное по сравнению с монокристаллами значение T_c (см. таблицу). При этом данные магнитного резонанса свидетельствуют о наличии в исследуемых образцах ФМ-сигнала выше указанной температуры фазового перехода, но не превышающей $T = 305$ К. Таким образом, наблюдаемое магнитное поведение $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ пленок в интервале $T_c < T < T_{min}$ хорошо объясняется в рамках теории Гриффитса, предсказывающей наличие ФМ-корреляций ближнего порядка в ПМ-области. Согласно представленной на рис. 5 зависимости $\Delta H(T)$, выше T_{min} ферромагнитные корреляции исчезают и система демонстрирует «нор-

мальное» ПМ-поведение. При охлаждении ниже T_{min} в ПМ-области зарождаются области ближнего ФМ-порядка, которые при понижении температуры растут и, проходя через T_c , образуют дальний ФМ-порядок.

Область существования фазы, подобной фазе Гриффитса, в исследуемых пленках была определена, исходя из температурной зависимости ΔH , температура Гриффитса $T_G = T_{min}$. Как известно, даже выше T_G в манганитах может встречаться неоднородное ПМ-состояние с включением магнитных поляронов [12, 28], которые могут завязать величину H_{res} и, соответственно, g_{eff} . Заметим, что границы данной области, как и в случае T_c , слабо зависят от толщины исследуемых пленок.

Широкие границы фазы, подобной фазе Гриффитса, были выявлены ранее в монокристаллах $\text{La}_{1-x}(\text{Sr/Ba})_x\text{MnO}_3$ с x от 0.075 до 0.2 выше их T_c [5, 23]. Предполагалось, что формирование ФМ-корреляций в ПМ-области, представляющее один из видов фазового расслоения, связано с параметром беспорядка, источником которого являются ионы Sr/Ba. В случае пленок $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ фаза, подобная фазе Гриффитса, также наблюдается в достаточно больших интервалах температур, не превышающих, однако, T_c аналогичных монокристаллов. Очевидно, широкие границы данной фазы и их сдвиг в область низких температур обусловлены смещением границ фазового расслоения в образцах. Как правило, фазовое расслоение подразделяется на внутреннее и внешнее: внутреннее расслоение создается благодаря природе материалов, склонных к неоднородности; внешнее появляется от внешних возмущений, например, из-за напряжения, испытываемого пленкой от подложки [29, 30]. Наблюдаемые фазы, подобные фазе Гриффитса, в монокристаллах манганита, вероятно, следует связать с внутренним расслоением в материале. В случае тонких пленок большое влияние на их физические свойства оказывает внешнее напряжение. Учитывая тот факт, что из-за большого рассогласования решеток манганита и подложки пленки $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ оказались поликристаллическими, в исходном образце следует заключить отсутствие напряжения между подложкой и пленкой. Ранее мы исследовали поликристаллические пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$, которые также имели заниженное значение $T_c \sim 300$ К [31]. При этом, согласно данным электронной микроскопии, кристаллиты в образцах характеризовались случайной ориентацией в плоскости и накладывались друг на друга в несколько слоев, а также наблюдались муары

и другие структурные особенности. Таким образом, мы склонны предположить, что наблюдаемое фазовое расслоение в пленках $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ связано с напряжениями, возникшими между решетками составляющих кристаллитов. В подтверждение тому — магнитные данные пленок $\text{Pr}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, осажденных на сапфире [32]. Манганит и сапфир также имеют большое рассогласование кристаллических решеток, и полученная поликристаллическая пленка характеризуется заниженным значением $T_c \sim 200$ К, в отличие от T_c монокристалла, равной примерно 250 К. Внутреннее фазовое расслоение в пленочных материалах нельзя исключать, однако внешнее играет доминирующую роль.

Следует отметить, что, рассматривая наличие фазы, подобной фазе Гриффитса, в образцах как ключ к формированию в них КМС, мы обнаружили, что диэлектрические пленки не являются исключением. В больших магнитных полях в них также наблюдается эффект магнитосопротивления [33]. А в некоторых случаях в магнитных полях порядка 50–100 кЭ диэлектрические пленки демонстрируют переход металл–диэлектрик [33, 34].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основываясь на данных магнитной восприимчивости и электронного магнитного резонанса, можно заключить, что в поликристаллических пленках $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ ($x = 0.2$, $x = 0.4$) толщиной 50–130 нм выше их T_c (соответственно 115 К, 215 К) существует фаза, подобная фазе Гриффитса, представляющая собой ферромагнитные корреляции ближнего порядка в парамагнитной области. Область существования данной фазы определена в каждой пленке, исходя из температурной зависимости ширины ЭМР-линии, и ограничена температурой T_G , равной 145 К для $x = 0.2$ и 295 К для $x = 0.4$. Низкое значение T_c пленок и, соответственно, широкие границы существования фазы, подобной фазе Гриффитса, в образцах обусловлены смещением границ фазового расслоения, вызванным напряжением между решетками отдельных кристаллитов, составляющих пленки. Наличие внутреннего фазового расслоения в пленках не исключается, но подчеркивается доминирующая роль внешнего фазового расслоения, которым также объясняется слабая зависимость T_c и границ существования фазы, подобной фазе Гриффитса, от толщины пленок.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-32-00209 «мол_а»), а также Советом по грантам Президента РФ (НШ-7559.2016.2).

Работа соавторов Д. С. Н. и Е. А. С. поддержана Министерством образования и науки РФ (госзадание № 3.61212017/8.9).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. M. D. Coey, M. Viret, and S. von Molnar, *Adv. Phys.* **48**, 167 (1999).
2. A.-M. Haghiri-Gosnet and J.-P. Renard, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R127 (2003).
3. М. С. Дунаевский, *ФТТ* **30**, 193 (2004).
4. X. J. Liu, E. Y. Jiang, Z. Q. Li et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **305**, 352 (2006).
5. Р. М. Еремина, И. В. Яцык, Я. М. Муковский и др., *Письма в ЖЭТФ* **85**, 57 (2007).
6. R. Thaljaoui, W. Boujelben, M. Pękała et al., *J. Alloys Comp.* **526**, 98 (2012).
7. R. Griffiths, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 17 (1969).
8. A. J. Bray and M. A. Moore, *J. Phys. C* **15**, L765 (1982).
9. A. J. Bray, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 586 (1987).
10. M. B. Salamon, P. Lin, and S. H. Chun, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 197203 (2002).
11. J. Burgu, M. Mayr, V. Martin-Mayor et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 277202 (2001).
12. E. Dagotto, *New J. Phys.* **7**, 67 (2005).
13. J. Tao, D. Niebieskikwiat, Q. Jie et al., *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **108**, 20941 (2011).
14. S. Röbber, S. Ernst, B. Padmanabhan et al., *Europhys. Lett.* **83**, 17009 (2008).
15. В. Н. Криворучко, *ФНТ* **40**, 756 (2014).
16. Yu. E. Samoshkina, I. S. Edelman, E. A. Stepanova et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **428**, 43 (2017).
17. Y. Hoshi, M. Kojima, M. Naoe et al., *Electron. Commun. Jpn. Part. IV*, **65**, 91 (1982).
18. I. Edelman, Yu. Greben'kova, A. Sokolov et al., *AIP Adv.* **4**, 057125 (2014).
19. W. Boujelben, A. Cheikh-Rouhou, M. Eellouze et al., *J. Phase Trans.* **71**, 127 (2000).
20. N. Rama, V. Sankaranarayanan, and M. S. Ramachandra Rao, *J. Appl. Phys.* **99**, 08Q315 (2006).
21. S. Röbber, S. Harikrishnan, U. K. Röbber et al., *Phys. Rev. B* **84**, 184422 (2011).
22. R. Thaljaoui, W. Boujelben, M. Pękała et al., *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**, 1625 (2013).
23. J. Deisenhofer, D. Braak, H.-A. Krug von Nidda et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 257202 (2005).
24. C. Autret, M. Gervais, F. Gervais et al., *Sol. State Sci.* **6**, 815 (2004).
25. L. Chen, J. Fan, W. Tong et al., *Sci. Rep.* **6**, 14 (2016).
26. W. Jiang, X. Zh. Zhou, G. Williams et al., *Phys. Rev. B* **77**, 064424 (2008).
27. C. Martin, A. Maignan, M. Hervieu et al., *Phys. Rev. B* **60**, 12191 (1999).
28. З. Метфессель, Д. Маттис, *Магнитные полупроводники*, под ред. С. В. Вонсовского, Мир, Москва (1972).
29. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
30. M. Uehara, S. Mori, C. H. Chen et al., *Nature* **399**, 560 (1999).
31. Ю. Э. Гребенькова, А. Э. Соколов, Е. В. Еремин и др., *ФТТ* **55**, 771 (2013).
32. H. Wang, K. Su, S. Huang and W. Tan, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron* (2017). Doi:10.1007/s10854-017-6917-3.
33. B. Padmanabhana, S. Elizabetha, H. L. Bhata et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **307**, 288 (2006).
34. A. Hassen, *J. Korean Phys. Soc.* **52**, 98 (2008).