

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

*Ю. Э. Самошкина<sup>a\*</sup>, М. В. Рауцкий<sup>a</sup>, Е. А. Степанова<sup>b</sup>,*

*Д. С. Незнахин<sup>b</sup>, Н. В. Андреев<sup>c</sup>, В. И. Чичков<sup>c</sup>*

<sup>a</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ КНЦ Сибирского отделения Российской академии наук 660036, Красноярск, Россия

<sup>b</sup> Уральский федеральный университет им. Первого Президента России Б. Н. Ельцина 620002, Екатеринбург, Россия

<sup>c</sup> 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  $\text{Ln}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{Ln}^{3+}$  — лантаноид,  $\text{A}^{2+}$  — 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 мanganитов [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 мanganитов.

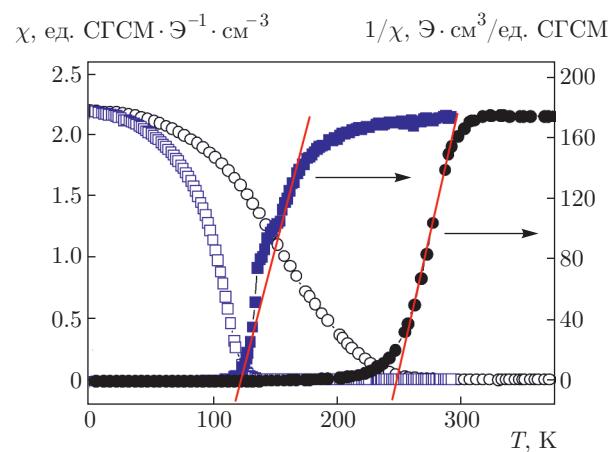
## 2. ОБРАЗЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

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  $\text{Pr}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SrO}$  и  $\text{MnO}_2$ . В качестве подложек использовался монокристалл YSZ (311). Температура подложки при напылении составляла 750 °С. 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 EC 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,  $\Theta$  – 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

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

нейной аппроксимации участка экспериментальной кривой  $1/\chi(T)$ , как показано на рис. 1, для каждого исследуемого образца было определено значение  $\Theta$ , а в произвольных точках  $T_W$ , взятых на прямых, рассчитаны константа  $C$  и эффективный магнитный момент  $\mu_{eff}$ , 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,  $\mu_B$  — магнетон Бора  $9.274 \cdot 10^{-24}$  Дж/Тл,  $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$  моль $^{-1}$  — число Авогадро. При расчете константы  $C$  учитывалась молярная величина  $\chi$ , с плотностью образцов  $\rho_{x=0.2} = 6.667 \text{ г}/\text{см}^3$  и  $\rho_{x=0.4} = 6.469 \text{ г}/\text{см}^3$ . 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  $\mu_{eff}$  для пленок  $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$  оказалось значительно больше по сравнению с теоретически предсказанный величиной (см. таблицу), в которой учтен и ван-флековский вклад от ионов  $\text{Pr}^{3+}$  [16]. При этом увеличение магнитного поля вплоть до 3 кЭ дает еще большую величину  $\mu_{eff}$ . 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,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $\nu$  — частота и  $H_{res}$  — магнитное резонансное поле. Ширина линии  $\Delta H$  определялась как расстояние от максимума до минимума на кривых  $dP/dH(H)$ . Интен-

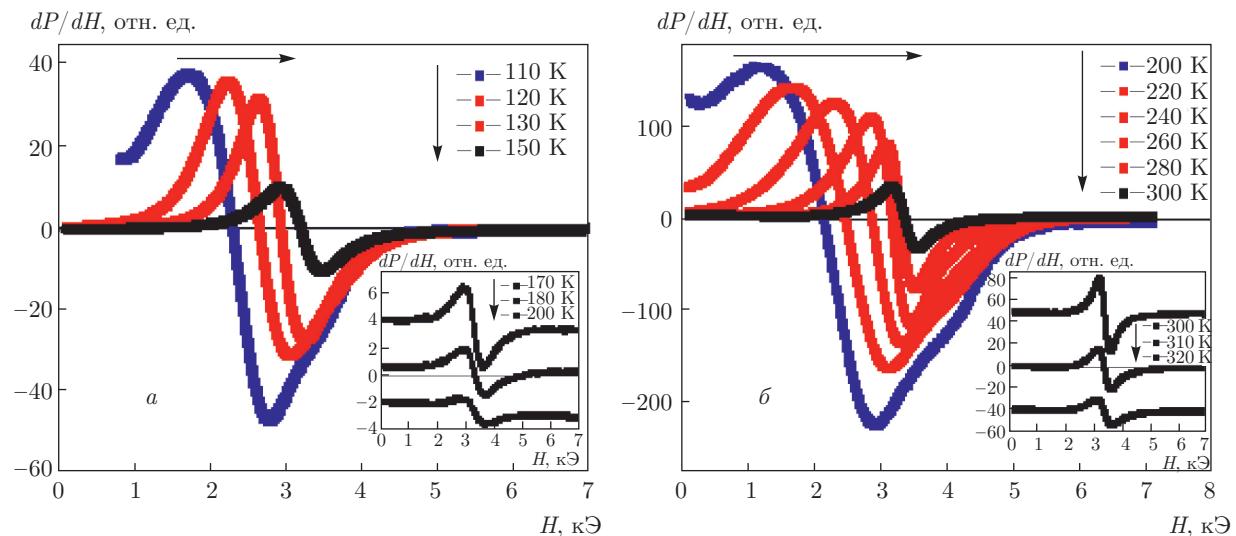


Рис. 2. Температурные зависимости ЭМР-спектров:  $a$  —  $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$  ( $d \sim 100$  нм),  $\delta$  —  $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$  ( $d \sim 130$  нм)

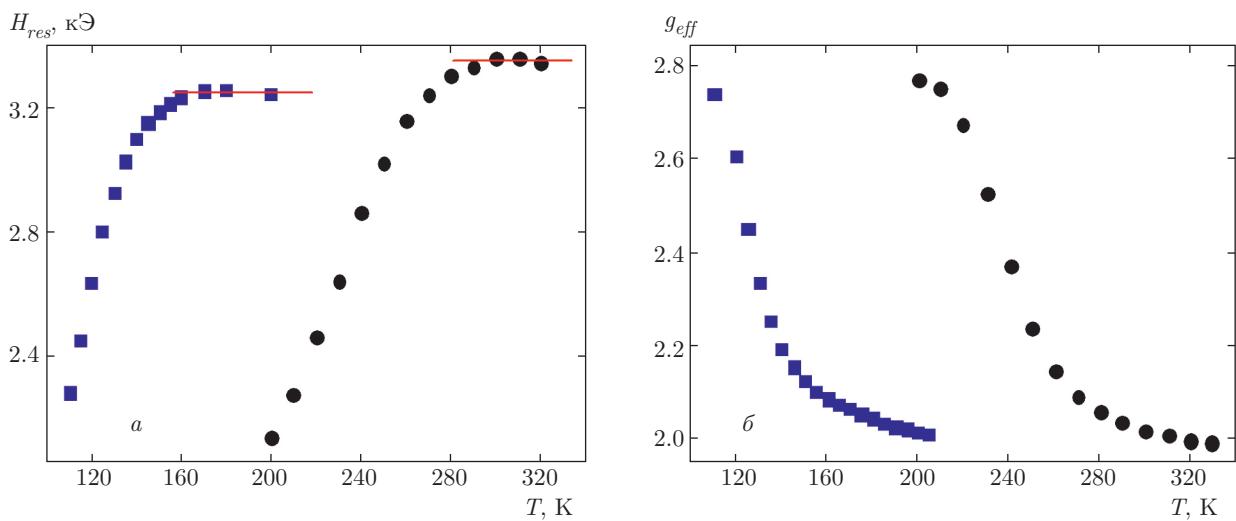


Рис. 3. Температурные зависимости магнитного резонансного поля (а) и эффективного  $g$ -фактора (б) для  $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ : квадраты —  $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ , кружки —  $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$

сивность резонансного отклика рассчитывалась как  $I = A^* \Delta H^2$ , 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

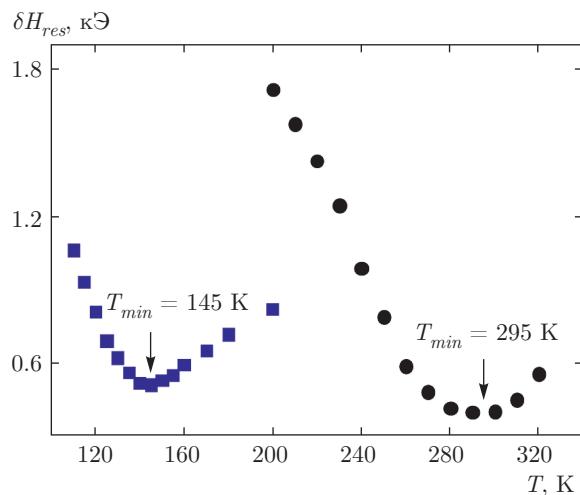


Рис. 4. Температурные зависимости ширины резонансной линии для  $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ : квадраты —  $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ , кружки —  $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$

ширины резонансной линии  $\Delta H$  (рис. 4). Как видно на рис. 4, величина  $\Delta H$  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  $\Delta H$  при  $T > T_c$  является типичным для мanganитов 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 мanganиты, 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  $\Delta H$  при охлаждении в интервале  $T_c < T < T_{min}$  также указывает на существование 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-

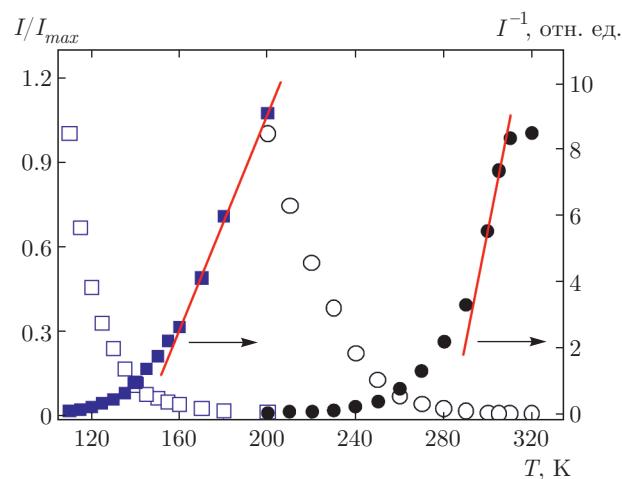


Рис. 5. Температурные зависимости интенсивности резонансного сигнала и ее обратной величины для  $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ : квадраты —  $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ , кружки —  $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$

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 мanganитов выше их  $T_c$  (нелинейное поведение  $1/\chi(T)$ , большие значения  $\mu_{eff}$ , 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 мanganит  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . Для серии замещенных мanganитов  $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ , 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  $T = 305$ –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 ближневого 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  $\Delta H$ , температура Гриффитса  $T_G = T_{min}$ . Как известно, даже выше  $T_G$  в мanganитах может встречаться неоднородное ПМ-состояние с включением магнитных поляронов [12, 28], которые могут зависеть величины  $H_{res}$  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  $\text{La}_{1-x}(\text{Sr}/\text{Ba})_x\text{MnO}_3$  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  $\text{Sr}/\text{Ba}$ . 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 мanganита, 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 мanganита 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]. Мanganит 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. Burgoy, 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. Rößler, 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. Ellouze et al., J. Phase Trans. **71**, 127 (2000).
20. N. Rama, V. Sankaranarayanan, and M. S. Rama-chandra Rao, J. Appl. Phys. **99**, 08Q315 (2006).
21. S. Rößler, S. Harikrishnan, U. K. Rößler 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. Метфесель, 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. Padmanabhan, S. Elizabetha, H. L. Bhata et al., J. Magn. Magn. Mat. **307**, 288 (2006).
34. A. Hassen, J. Korean Phys. Soc. **52**, 98 (2008).