

**Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск
Уральский федеральный университет им. Первого Президента РФ Б.Н.
Ельцина, 620002 Екатеринбург
Национальный университет науки и технологии МИСИС,
119049 Москва**

Препринт №855Ф

**Температурные и полевые зависимости намагниченности
поликристаллических пленок $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ и $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$**

**Ю. Э. Гребенькова, Е. А. Степанова, М. С. Молокеев, В. И. Чичков,
Н. В. Андреев, И. Э. Эдельман**

Красноярск, 2014

Представлены результаты детального исследования температурных и полевых зависимостей намагниченности тонких поликристаллических пленок $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с $x = 0.2$ и 0.4 . Пленки различной толщины от 20 до 150 нм были изготовлены методом реактивного высокочастотного магнетронного распыления на постоянном токе из однофазных мишеней требуемого состава с использованием распылительной системы со сдвоенными катодами. Структура пленок (пространственная группа $Pnma$) соответствует литературным данным для массивных кристаллов. Получены петли гистерезиса пленок при различных температурах для двух направлений внешнего магнитного поля: параллельного и перпендикулярного плоскости пленок. В таких же геометриях эксперимента было исследовано температурное поведение намагниченности пленок в FC и ZFC режимах охлаждения при различных значениях внешнего магнитного поля.

Введение

Интерес к замещенным манганитам со структурой перовскита и общей формулой $R_{1-x}A_xMnO_3$, где R - редкоземельный элемент, а A - двухвалентный щелочноземельный элемент Sr, Ca, или Ba, обусловлен не только особыми магнитными и транспортными свойствами этих материалов, привлекающими большое внимание прикладной физики, но и необходимостью понять механизмы, отвечающие за их уникальное поведение. За последние 20 лет накопилось большое число работ (как ранних [1-4], так и более поздних [5, 6]), посвященных обзору физических свойств данных материалов. Однако, несмотря на активное изучение, многие аспекты, касающиеся особенностей физических свойств манганитов, остаются слабо изученными. Кроме того при варьировании не только составляющих элементов R (La, Pr, Ag) и A (Sr, Ca, Ba), но и степени легирования A, система $R_{1-x}A_xMnO_3$ проходит через цепочку фазовых превращений с разнообразными типами магнитного, структурного и электронного упорядочения, что предполагает возможность открытия новых эффектов в манганитах. А в случае тонких пленок их физические свойства могут также зависеть от природы подложки [7, 8], и от толщины составляющего слоя [9-11], вследствие вклада поверхностных эффектов.

Наиболее отчетливо различие между массивным материалом и тонкой пленкой проявляется в их магнитных свойствах. В связи с этим настоящая работа посвящена детальному исследованию температурных и полевых зависимостей намагниченности тонких поликристаллических пленок $Pr_{1-x}Sr_xMnO_3$ с $x = 0.2$ и 0.4 (PSMO).

Образцы и методики исследования

Пленки $Pr_{0.6}Sr_{0.4}MnO_3$ и $Pr_{0.8}Sr_{0.2}MnO_3$ различной толщины были изготовлены методом реактивного высокочастотного магнетронного

распыления на постоянном токе с использованием распылительной системы со сдвоенными катодами. Распыление производилось из однофазных мишеней требуемого состава. В качестве рабочего газа была использована аргон-кислородная смесь с соотношением компонент $Ar/O_2 = 4/1$. Остаточное давление в камере перед напылением составляло $3 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., рабочее суммарное давление смеси - $3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. Мишени распыляемых соединений изготавливали в виде керамических дисков диаметром 25 мм и толщиной 2.3 мм по стандартной керамической технологии с предварительным твердофазным синтезом. В качестве подложек использовался монокристаллический оксид циркония, стабилизированный иттрием (YSZ), температура которого при напылении составляла $750^\circ C$. Толщина пленок в интервале от 20 до 150 нм (Таблица 1) задавалась временем напыления и определялась ex-situ с помощью рентгеновского флуоресцентного анализа.

Таблица 1. Толщины исследованных пленок.

№ образца	1	2	3	4	5
d ($Pr_{0.6}Sr_{0.4}MnO_3$) нм	20	30	50	80	130
d ($Pr_{0.8}Sr_{0.2}MnO_3$) нм	20	30	50	100	150

Структура полученных пленок была исследована на порошковом рентгеновском дифрактометре Bruker D8 ADVANCE с линейным детектором VANTEC. Измерения проводились с помощью $Cu K\alpha_{1,2}$ - излучения при 40 кВ and 40 мА. Шаг сканирования по углу 2θ в диапазоне от 10° до 140° составлял 0.016° с экспозицией в каждой точке 10 секунд. Полевые и температурные зависимости намагниченности измерены на приборе MPMS-XL7 ЕС (на основе СКВИД) в интервале температур 5 - 350 К в магнитном поле до 20 кЭ, направленном вдоль (H_{\parallel}) и нормально (H_{\perp}) поверхности образца. Измерения температурных зависимостей

намагниченности проводились в процессе нагревания образцов, охлажденных до 5 К в двух режимах: 1- образец охлаждался в магнитном поле (FC); 2 - образец охлаждался в отсутствие магнитного поля (ZFC). Во всех случаях намагниченность измерялась как в процессе охлаждения, так и в процессе нагревания при одинаковой величине поля. Полевые зависимости намагниченности (петли гистерезиса) были получены при $T = 5 \text{ К}$ и 130 К .

Структура пленок

Дифрактограммы пленок PSMO с концентрацией Sr, равной 0.2 и 0.4, представлены на рис. 1. На них превалирует интенсивный пик, соответствующий ориентации (311) подложки YSZ, и серия слабых узких пиков, относящихся к одной поликристаллической фазе без ярко выраженной текстуры. Сопоставление рефлексов на дифрактограммах с межплоскостными расстояниями в образцах совпадает с данными, полученными ранее для массивных поликристаллических $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ [12] и монокристаллических $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ [13] образцов. Поскольку на рентгенограммах пленок рефлексы типа (0k0) уширены больше, чем рефлексы другого типа, то при обработке данных использовалась модель анизотропного уширения рефлексов за счет неизометричности кристаллитов. Основные структурные данные PSMO фаз представлены в Таблице 2.

Таким образом, синтезированные пленки являются поликристаллическими, что объясняется значительным расхождением параметров решеток материала подложки и PSMO. Значимой текстуры пленок не выявлено. Кристаллиты пленок $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ имеют больше размеры вдоль направлений b и a/c .

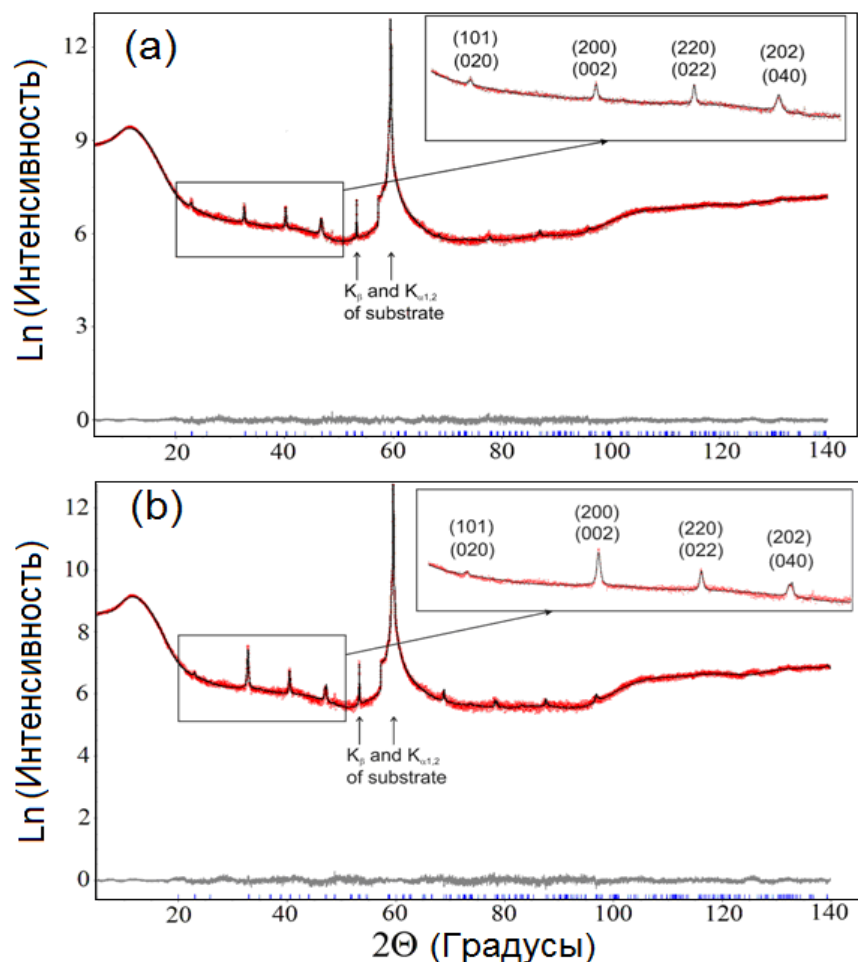


Рис. 1. Разностные рентгенограммы пленок $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ №5 толщиной 150 нм (а) и $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ №5 толщиной 130 нм (б). Рефлексы от подложки обозначены стрелками. На вставках выделена область рефлексов PSMO.

Таблица 2. Структурные данные пленок PSMO: пространственная группа, постоянные решетки, объем ячейки, размер кристаллитов вдоль направлений b и a/c .

Соединение	$\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ №5	$\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ №5
Пространственная группа.	$Pnma$	$Pnma$
a , Å	5.480 (1)	5.4465 (7)
b , Å	5.462 (5)	5.422 (1)
c , Å	7.761 (1)	7.721 (1)
V , Å ³	232.3 (2)	228.00 (6)
Размер кристаллитов, нм	31 (3) вдоль a и b 54 (4) вдоль c	45 (7) вдоль a и b 62 (3) вдоль c

Полевые и температурные зависимости намагниченности

На рис. 2 показаны полевые зависимости намагниченности PSMO пленок двух составов, записанные при $T = 5$ К во внешнем магнитном поле до 20 кЭ, направленном вдоль и нормально плоскости пленок. На рис. 2 и далее намагниченность представлена в единицах emu/cm^3 , так как плотность пленок может отличаться от плотности массивных кристаллов. Видно, что разница между пленками $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ и $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$

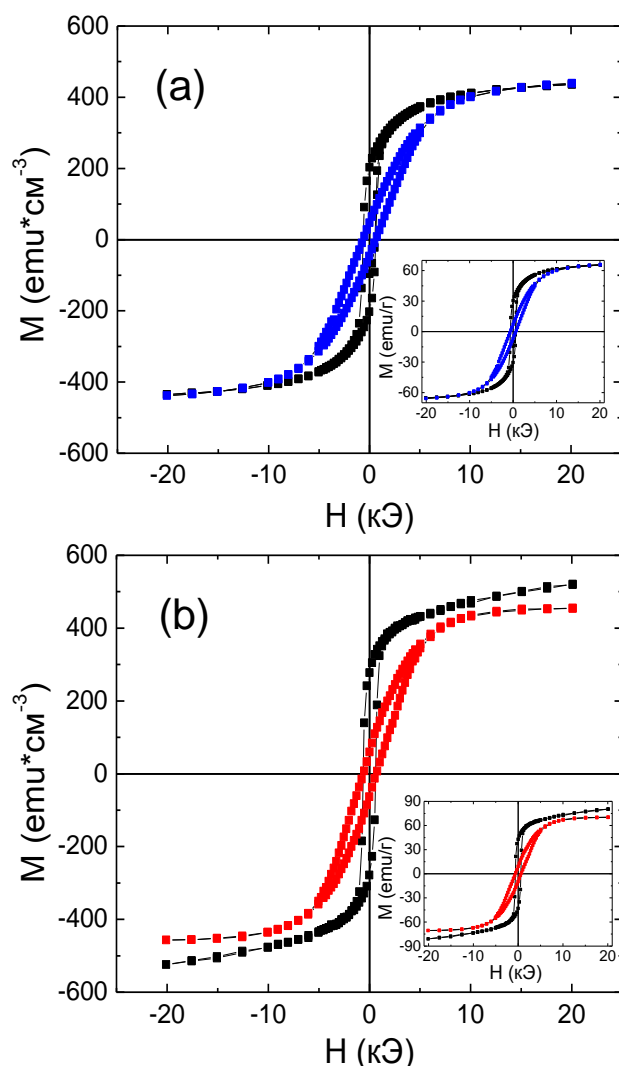


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности пленок $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ №4 (a) и $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ №4 (b) в магнитном поле, направленном вдоль (черные кривые) и нормально (цветные кривые) плоскости пленок. $T = 5$ К. На вставках: те же зависимости в emu/g .

незначительна. При обеих ориентациях магнитного поля при низких температурах наблюдаются симметричные петли гистерезиса с близкими величинами коэрцитивной силы ($H_C \approx 1.3$ кЭ для $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ и $H_C \approx 1.2$ кЭ для $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$), при этом форма петель при наложении магнитного поля в плоскости пленки далека от прямоугольной. Хотя схлопывание петли гистерезиса при намагничивании в плоскости наблюдается в полях $H \approx 2.4$ Э для $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ и $H \approx 3.25$ Э для $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$, процесс приближения к насыщению затягивается, и насыщение (M_s) не достигается даже при 20 кЭ. Кроме того, для пленки $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$

кривые намагничивания при обоих направлениях внешнего магнитного поля сливаются при $H > 10$ кЭ (рис. 2 а), в то время как для пленки $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ ход кривых намагничивания в больших полях различен (рис. 2 б). Тем не менее, среднее значение M_s для исследуемых пленок практически одинаково для двух направлений внешнего поля и составляет ~ 450 emu/cm³. Для сравнения с литературными данными измеренную величину намагниченности можно представить в единицах «emu/г», допустив, что плотность пленок соответствует плотности массивных кристаллов подобного состава (для $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ $\rho = 6.667$ г/см³, для $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ $\rho = 6.469$ г/см³). Результаты показаны на вставках рис. 2. Как видно на рис. 2 а, величина намагниченности для пленки $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ при $T = 5$ К в поле 20 кЭ составляет 80 emu/г, что близко к величине намагниченности монокристаллического образца, измеренного в тех же условиях [14].

Следует также отметить, что при повышении температуры измерения прямоугольность петель возрастает, коэрцитивная сила уменьшается, и в сравнительно малом внешнем поле пленка намагничивается до насыщения. Такой пример показан на рис. 3 для образца $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ № 4, при $T = 130$ К.

Типичные FC и ZFC температурные зависимости намагниченности для пленок обоих соединений PSMO, записанные при различных значениях внешнего магнитного поля и его различных направлениях относительно плоскости образцов, показаны на рис. 4. Для всех рассмотренных ситуаций наблюдается различие FC и ZFC кривых. Остановимся сначала на FC кривых.

Для пленок $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ характерен резкий рост намагниченности при понижении температуры, соответствующий поведению массивных кристаллов того же состава [12, 15]. Температура Кюри (T_C) составляет примерно 120 К и при меньших значениях внешнего поля (рис. 4 а и с) также соответствует T_C массивного образца.

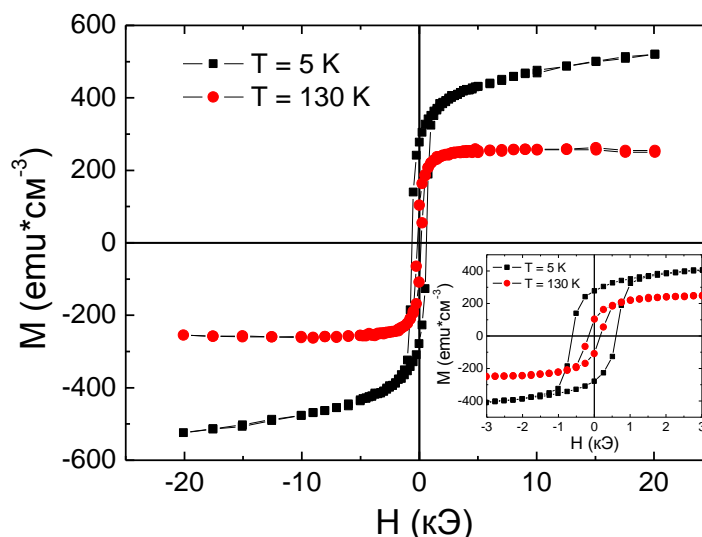


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности пленки $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ №4, снятые в магнитном поле, направленном вдоль плоскости образца, при двух различных температурах. На вставке: те же зависимости в меньших полях.

Соответствие T_C пленок $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ (~ 250 K) температуре Кюри массивных кристаллов наблюдается для всех значений приложенного поля. Однако в этом случае рост намагниченности при понижении температуры происходит не так быстро, как в случае объемных кристаллов [16, 17]. Кроме того, на FC температурных зависимостях намагниченности пленок $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ не наблюдается особенностей в области 100 K и температурного гистерезиса, характерных для массивных поликристаллических $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ образцов [17].

Для пленок обоих составов величина намагниченности при минимально использованной температуре (5 K) на кривых FC возрастает при увеличении внешнего поля, что вполне естественно для поликристаллических пленок. Магнитный момент каждого кристаллита в отсутствии внешнего поля направлен по оси легкого намагничивания кристаллита, при охлаждении в поле моменты подстраиваются к направлению поля тем в большей степени, чем больше величина поля. Значительно меньшая величина намагниченности в нормальном поле при $T = 5$ K по сравнению с величиной в поле H_{\parallel} соответствует большей

удалённости намагниченности кристаллитов от насыщения, что хорошо видно на рис. 2.

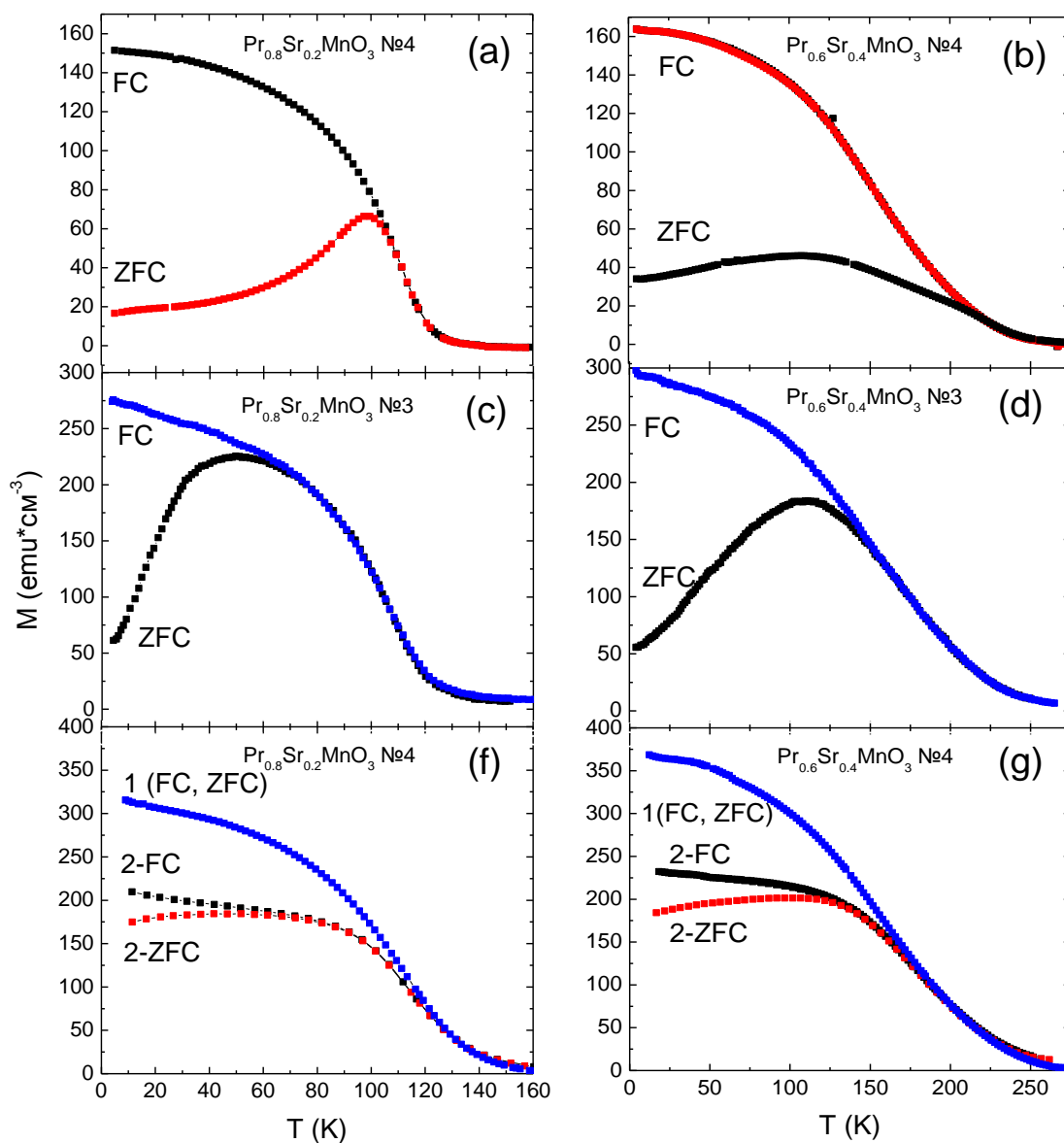


Рис. 4. FC и ZFC температурные зависимости намагниченности PSMO пленок №4 и №3, записанные для различных величин и направлений внешнего магнитного поля: (а и b) $H = 100$ Э направлено в плоскости образцов; (с и d) $H = 500$ Э направлено в плоскости образцов; (f и g) $H = 3$ кЭ направлено вдоль (кривые 1) и нормально (кривые 2) плоскости образцов.

В свою очередь, разность в значениях намагниченности вблизи 5 К, является отличительной особенностью между PSMO пленками с концентрацией стронция $x=0.2$ и $x=0.4$. Эта разность возрастает при увеличении внешнего магнитного поля. Полученные результаты хорошо

согласуется с данными работы [15], в которой при $H = 500$ Э для образца $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ отмечалась большая величина магнитного насыщения по сравнению с $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$.

Кривые намагничивания ZFC расположены ниже кривых FC и демонстрируют сначала рост, прохождение через максимум, а затем спад намагниченности при нагревании образца. Температура, при которой кривые ZFC и FC сливаются, так называемая температура необратимости (T_{ir}), а также температура максимума (T_m) зависят от величины и ориентации внешнего магнитного поля. Прежде всего, чем больше поле, тем ниже эти температуры. В поле 3 кЭ, направленном вдоль плоскости пленок, кривые FC и ZFC совпадают во всем температурном диапазоне для пленок обоих составов (рис. 4 е и ф). Однако в поле той же величины, но направленном нормально плоскости исследуемых образцов, еще наблюдается расхождение кривых FC и ZFC. При этом максимумы на ZFC кривых очень размыты, а значения T_m и T_{ir} практически, совпадают. Кроме того, в поле $H_{\perp} = 3$ кЭ ZFC кривых демонстрируют большую величину намагниченности при $T = 5$ К в сравнении с низкотемпературными значениями намагниченности на кривых ZFC, снятых в поле H_{\parallel} .

Обсуждение результатов

Экспериментальные результаты показали, что величина намагниченности и значения температуры ферромагнитного упорядочения пленок PSMO близки к данным массивных кристаллов соответствующих составов. Характер температурных зависимостей намагниченности в режиме FC также совпадает для тонкопленочных и массивных образцов $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$. Однако для пленок $\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ форма FC кривых отличается от формы подобных кривых, характерных массивным аналогам.

Наиболее интересным представляется различие FC и ZFC температурных зависимостей намагниченности пленок. Такое поведение

обычно наблюдается в магнитно-неоднородных системах таких, как ансамбли суперпарамагнитных частиц [18], спиновые стекла [19] и некоторые другие. В рассматриваемом случае оно могло бы быть обусловлено хаотическим распределением осей легкого намагничивания кристаллитов в пленке. При охлаждении пленки в магнитном поле направление намагниченности в каждом кристаллите определяется конкуренцией между энергией магнитной кристаллографической анизотропии и Зеемановской энергией. При достаточно большом значении внешнего поля моменты всех кристаллитов выстраиваются по полю, и форма кривой температурной зависимости в таком случае определяется возрастанием спонтанной намагниченности материала. При охлаждении пленки в отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты кристаллитов выстраиваются вдоль легких осей каждого кристаллита, и пленка не обладает суммарным магнитным моментом. При включении внешнего поля магнитные моменты кристаллитов подстраиваются к направлению поля, и пленка приобретает суммарный момент. Чем меньше величина кристаллографической анизотропии и чем больше величина приложенного поля, тем ближе значения намагниченности на кривых FC и ZFC.

Как известно, величина кристаллографической анизотропии манганитов уменьшается приблизительно на порядок при повышении от температуры гелия до T_C (например, [20]). В тонкопленочных образцах ситуация с анизотропией довольно сложная: тип и величина анизотропии зависят от легирующих элементов, температуры, материала подложки и так далее. Так в работе [21] в пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, осажденных на поверхность кристаллов LaAlO_3 (011), были выявлены три вклада в анизотропию: перпендикулярная и плоскостная анизотропии, связанные с напряжениями на границе пленка-подложка и сильно зависящие от толщины пленок; и, собственно, кристаллографическая анизотропия, имеющая очень близкие значения для всех использованных толщин пленок

(от 7 до 150 нм) и плавно уменьшающаяся больше, чем на порядок, при повышении температуры от 4 до 300 К. Именно эта анизотропия определяет характер кривой температурной зависимости намагниченности. Из-за ее уменьшения при нагревании образца приложенное постоянное внешнее поле вынуждает магнитные моменты отдельных кристаллитов все сильнее к нему подстраиваться, что приводит к увеличению суммарной намагниченности всей пленки. Однако при повышении температуры начинает уменьшаться сама спонтанная намагниченность материала. Таким образом, конкуренция этих двух процессов приводит к тому, что на кривой ZFC может появиться максимум прежде, чем обе кривые ZFC и FC сольются.

Предложенный механизм удовлетворительно объясняет расхождение FC и ZFC температурных зависимостей намагниченности, однако, в настоящее время подобное поведение находит другое объяснение, предполагающее сосуществование фазы спинового стекла с ферромагнитно упорядоченной фазой (например, [22, 23]). В работе [24] для пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, осажденных на подложки $\text{SrTiO}_3(001)$ и $\text{LaAlO}_3(001)$, получены FC и ZFC температурные зависимости намагниченности, аналогичные зависимостям, представленным на рис. 4, с той разницей, что в их случае $T_{\text{ir}} = T_{\text{m}}$. Авторы этой работы связывали наблюдаемые особенности на кривых ZFC с сосуществованием спин-стекольной и ферромагнитной фаз при температурах, ниже T_{C} . При этом продольные компоненты спинов упорядочены ферромагнитно, а поперечные не упорядочены (фрустрированы). Предположив, что температура T_{m} совпадает с температурой замораживания спинового стекла T_{f} , при которой поперечные компоненты спинов упорядочиваются антиферромагнитно, и, построив зависимость температуры T_{m} от внешнего поля, они получили, что T_{m} обратно пропорциональна $\sim H^{2/3}$, что характерно для T_{f} спинового стекла. Такая же зависимость наблюдается и для исследованных в настоящей работе пленок PSMO.

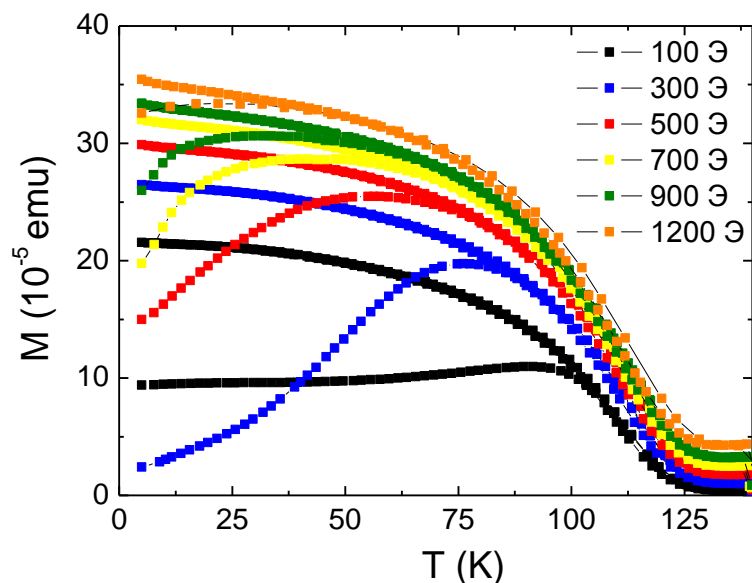


Рис. 5. FC и ZFC температурные зависимости намагниченности для пленки $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ №4, записанные при различных значениях магнитного поля (указаны на рисунке).

На рис. 5 показано семейство FC-ZFC кривых для пленки $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$, записанных при разных значениях внешнего магнитного поля, направленного вдоль плоскости пленки. Видно, что значение T_m уменьшается с увеличением внешнего поля, приложенного в процессе измерения. Зависимость температуры T_m от внешнего магнитного поля показана на рис. 6. Практически идеальная линейная зависимость этой температуры от $H^{2/3}$ свидетельствует в пользу того, что наблюдаемое температурное поведение намагниченности связано с замораживанием магнитных моментов спинов - стекольной фазы. Если это, действительно так, то $T_m = T_f$.

Необходимо заметить, что при исследовании спин-стекольных состояний в наночастицах было показано, что, если спиновый беспорядок существует во всем объеме частицы, температура T_f зависит от магнитного поля как $H^{1/2}$ [25-27], а зависимость $T_f (H) \sim H^{2/3}$ характерна для спин-стекольного состояния в поверхностных слоях. Таким образом, можно предположить, что в исследованных пленках манганитов празеодима, допированных стронцием, реализуется спин стекольное состояние в приповерхностных слоях. Такое предположение хорошо объясняет

изменение формы петли гистерезиса при понижении температуры, показанное на рис. 2 и 3. При температурах, больших T_f , магнитные моменты спин-стекольной фазы разупорядочены и не оказывают влияния на поведение намагниченности ферромагнитной фазы, которая намагничивается до насыщения в сравнительно небольших полях (рис. 3). При температурах, меньших T_f , магнитные моменты спин-стекольной фазы упорядочиваются антиферромагнитно, и на границах фаз возникает обменное поле смещения, которое препятствует полному намагничиванию ферромагнитной фазы до больших значений внешнего магнитного поля.

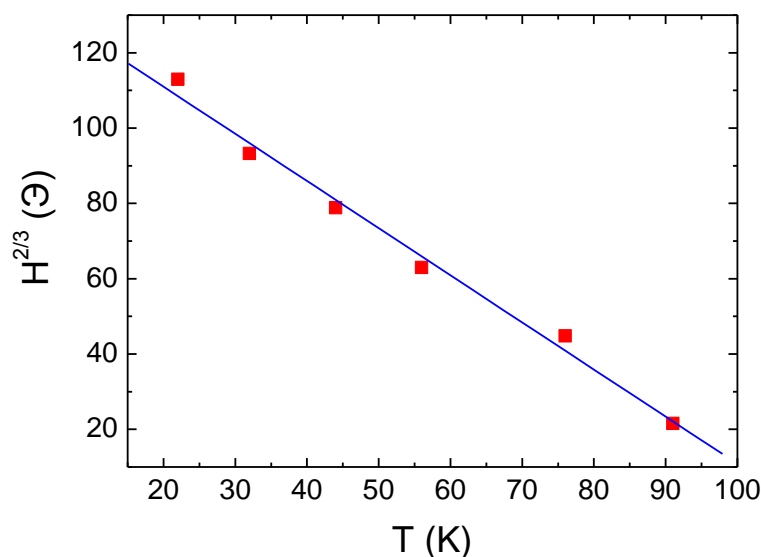


Рис. 6. Зависимость температуры T_m от величины приложенного внешнего поля для семейства кривых, представленных на рис. 5.

Заключение

Исследованы температурные и полевые зависимости намагниченности поликристаллических пленок манганитов $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с $x = 0.2$ и 0.4 , изготовленных методом реактивного высокочастотного магнетронного распыления. Показано, что структура составляющих пленки кристаллитов близка к структуре соответствующих массивных аналогов. Величина кристаллитов различна по различным осям и составляет от 30 до 50 нм в случае $\text{Pr}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ и от 45 до 60 в случае

$\text{Pr}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$. Величина намагниченности и значения температуры ферромагнитного упорядочения исследованных пленок близки к данным для массивных кристаллов соответствующих составов. Температурные зависимости намагниченности, записанные для FC и ZFC режимов охлаждения образцов, а также изменение формы петель гистерезиса при изменении температуры позволили предположить формирование спин-стеклоподобной фазы в приповерхностных областях пленки.

Работа поддержана грантами РФФИ № 14-02-01211, 12-02-00717 и грантом президента РФ № НШ-2886.2014.2.

Литература

1. Э.Л. Нагаев, УФН **166**, 833 (1996).
2. A P Ramirez, J. Phys.: Condens. Matte. **9**, 8171(1997).
3. J. M. D. Coey, M. Viret, and S. von Molnar, Adv. in Phys. **48**, 167 (1999).
4. A-M Haghiri-Gosnet and J-P Renard, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, R127 (2003).
5. Н. В. Волков, УФН **182**, 263 (2012).
6. Liu Yu-Kuai, Yin Yue-Wei, Li Xiao-Guang, Chin. Phys. B **22**, 087502 (2013).
7. F. Tsui, M. C. Smoak, T. K. Nath, and C. B. Eom, Appl. Phys. Lett. **76**, 2421 (2000).
8. S. Majumdar and S. van Dijken, J. Phys. D: Appl. Phys. **47**, 034010 (2014).
9. J.-H. Park, E. Vescovo, H.-J. Kim, C. Kwon, R. Ramesh, and T. Venkatesan, Phys. Rev. Lett. **81**, 1953 (1998).
10. R. Bertacco, A. Tagliaferri, M. Riva, L. Signorini, M. Cantoni, A. Cattoni, F. Ciccacci B. A. Davidson, F. Maccherozzi, I. Vobornik, and G. Panaccione, Phys. Rev. B **78**, 035448 (2008).
11. H. L. Liu, M. X. Kuo, J. L. Her, K. S. Lu, and S. M. Weng, L. M. Wang, S. L. Cheng and J. G. Lin, J Appl. Phys. **97**, 113528 (2005).

12. N. Rama, V. Sankaranarayanan, and M. S. R. Rao, *J. Appl. Phys.* **99**, 08Q315 (2006).
13. N. Rama, V. Sankaranarayan, M. S. R. Rao, *J. Alloys and Compounds* **466**, 12 (2008).
14. S. Rößler, S. Harikrishnan, C. M. Naveen Kumar, H. L. Bhat, Suja Elizabeth, U. K. Rößler, F. Steglich, S. Wirth, *J Supercond Nov Magn* **22**, 205 (2009).
15. W. Boujelben A. Cheikh-rouhou M. Eellouze and J.C. Joubert, *J. Phase Transitions* **71**, 127, (2000).
16. S. Roßler, Harikrishnan S. Nair, U. K. Roßler, C. M. N. Kumar, Suja Elizabeth, and S. Wirth, *Phys. Rev. B* **84**, 184422 (2011).
17. D. V. Maheswar Repaka, T. S. Tripathi, M. Aparnadevi, and R. Mahendiran, *J Appl. Phys.* **112**, 123915 (2012).
18. R. W. Chantrell, N. S. Walmsley, J. Gore, M. Maylin, *J. Appl. Phys.* **85** 4340 (1999).
19. K. Binder, A.P. Young, *Rev. Modern Phys.* **58**, 801 (1986).
20. K. Steenbeck, R. Hiergeist, A. Revcolevschi, and L. Pinsard-Gaudard, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **562**, 57 (1999).
21. K. Steenbeck, T. Habisreuther, C. Dubourdieu J. P. Senateur, *J. Appl. Phys.* **80**, 3361 (2002).
22. M. Gabay, G. Toulouse, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 201 (1981).
23. V. A. Sirenko, V. V. Eremenko, *Low Temp. Phys.* **40**, 179 (2014).
24. A. G. Lehmann, C. Sanna, F. Congiu, G. Concas, L. Maritato, *Phys. Status Solidi B* **246**, 1948 (2009).
25. J. R. L. de Almeida and D. J. Thouless, *J. Phys. A* **11**, 983 (1978).
26. H. Wang, T. Zhu, K. Zhao, W. N. Wang, C. S. Wang, Y. J. Wang, and W. S. Zhan, *Phys. Rev. B* **70**, 092409 (2004).
27. H. Maletta and W. Zinn: *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, edited by K. A. Gschneidner Jr. and L. Eyring, North-Holland, Amsterdam, **12**, chap. 84 (1989).