

Намагниченность и магнитный круговой дихроизм поликристаллических пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$

© Ю.Э. Гребенькова¹, А.Э. Соколов¹, Е.В. Еремин¹, И.С. Эдельман¹, Д.А. Марущенко¹, В.И. Зайковский², В.И. Чичков³, Н.В. Андреев³, Я.М. Муковский³

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

² Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, Новосибирск, Россия

³ Национальный исследовательский технологический университет „МИСиС“, Москва, Россия

E-mail: uliag@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 11 сентября 2012 г.)

Исследованы магнитные и магнитооптические свойства, а также морфология поверхности и структура поликристаллических пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ различной толщины. Показано, что поверхность пленок шероховатая с характерным линейным размером в плоскости ~ 30 nm, кристаллиты с линейными размерами 10–20 nm случайно ориентированы в плоскости. Температурные и полевые зависимости намагниченности пленок свидетельствуют об их магнитной неоднородности. В спектрах магнитного кругового дихроизма наблюдается ряд полос, одна из которых при 2.4 eV объясняется вкладом электронов проводимости.

Работа поддержана грантами РФФИ № 11-02-00972 и 12-02-92607.

1. Введение

Соединения манганитов лантана типа $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ со структурой перовскита представляют большой интерес, так как при различной степени легирования двухвалентным элементом (А) система проходит через цепочку фазовых превращений с разнообразными типами магнитного, структурного и электронного упорядочения [1–3]. Манганиты в виде тонкопленочных материалов отвечают современным требованиям полупроводниковой электроники и обладают эффектом колоссального магнетосопротивления при температурах, близких к комнатной, в малых магнитных полях. В ряде работ [4–6] по изучению пленочных структур манганитов различных составов и степени легирования двухвалентного иона (S^{2+}) большое внимание уделено магнитооптическим эффектам, поскольку магнитооптика дает важную информацию об электронной и спиновой структуре материала. Так, например, в [4,5] исследовался полярный эффект Керра, а в [6] — эффект Фарадея в монокристаллических пленках состава $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO). Обнаружено, что дырочное допирование манганитов приводит к существенной перестройке магнитооптических спектров в одном и том же энергетическом интервале. Спектры также зависят от толщины образцов [4,5] и технологических условий напыления [6]. Природа пиков, наблюдаемых в магнитооптических спектрах LSMO, до сих пор однозначно не определена. Из всех магнитооптических эффектов магнитный круговой дихроизм (МКД) является наиболее информативным и удобным для измерения, так как он наблюдается только на полосах поглощения и при этом, как правило, отсутствует вклад немагнитной подложки [7]. Насколько нам известно, имеется только

одна работа [8], посвященная исследованию МКД в манганитах, а именно в эпитаксиальных пленках LSMO, осажденных на две различные подложки. Были получены спектры МКД в интервале 1.5–4.5 eV и прослежена температурная зависимость амплитуды наиболее интенсивного пика МКД, центрированного при 3.3 eV. При этом оказалось, что температурная зависимость эффекта может отличаться от температурного поведения намагниченности в зависимости от типа подложки. Настоящая работа посвящена детальному изучению температурных и спектральных зависимостей МКД, а также температурных и полевых зависимостей намагниченности поликристаллических пленок LSMO. Исследование поликристаллических пленок позволяет исключить возможные эффекты, обусловленные напряжениями, возникающими в эпитаксиальной пленке вследствие неполного соответствия параметров решетки пленки и подложки.

2. Образцы и методика эксперимента

Пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ получены методом магнетронного распыления с остаточным давлением в камере перед напылением $3 \cdot 10^{-6}$ Torr [9,10]. Рабочее суммарное давление смеси Ar и O_2 (4:1) составляло $3 \cdot 10^{-3}$ Torr. В качестве подложек использовался монокристаллический оксид циркония, стабилизированный иттрием (YSZ — PDF#82-1241), температура которого при напылении составляла 750°C. Исследованы две серии образцов: 1) с предварительной очисткой поверхности подложки ионной пушкой (образцы с толщинами 30, 80, 90, 100 nm — образцы № 1–4 соответственно), 2) без

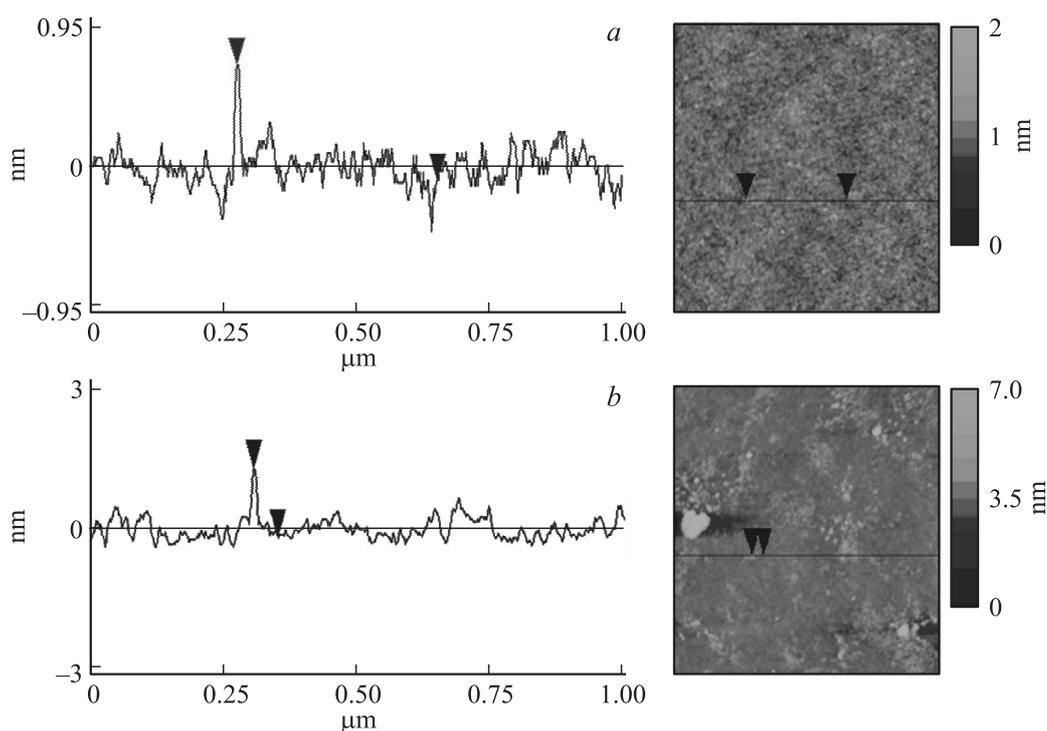


Рис. 1. Морфология поверхности пленок: вид сверху и распределение размеров неоднородностей в плоскости образца. *a* — образец № 6, *b* — образец № 3.

предварительной очистки поверхности подложки (образцы с толщинами 20, 50, 75, 90 nm — образцы № 5–8 соответственно). Толщина задавалась временем напыления и определялась *ex-situ* с помощью рентгеновского флуоресцентного анализа. В соответствии с фазовой диаграммой [1] исследуемые пленки LSMO являются ферромагнитными при комнатной температуре (T_C для объемного материала составляет 350–360 K).

Морфология поверхности полученных пленок исследовалась с помощью атомного силового микроскопа (АСМ) Veeco MultiMode. Изображения фрагментов пленки LSMO были получены на электронном микроскопе JEM-2010 с ускоряющим напряжением 200 kV и разрешением 0.14 nm. Пленка отделялась от поверхности подложки и исследовалась на просвет. Предполагается, что структура пленки при этом не изменялась значительно по сравнению с исходным состоянием.

Намагниченность (M) измерена на приборе PPMS-9 (Quantum Design) в интервале температур 5–320 K в магнитном поле до 50 kOe, направленном вдоль и нормально поверхности пленки. Измерения температурных зависимостей намагниченности проводились в двух режимах: 1) образец охлаждался в магнитном поле (FC); 2) образец охлаждался в отсутствие магнитного поля (ZFC). Намагниченность измерялась в процессе нагревания при той же величине поля, при которой происходило охлаждение в режиме FC. Полевые зависимости намагниченности (петли гистерезиса) были получены при $T = 5$ K.

Спектры поглощения измерены на приборе UV-3600 Shimadzu при комнатной температуре в диапазоне ~ 1 –6 eV. При измерении МКД использовалась модуляция состояния поляризации световой волны: от правой круговой до левой круговой поляризации. При наличии в исследуемом образце эффекта МКД коэффициенты поглощения световых волн, поляризованных по правому и левому кругу относительно направления магнитного момента образца, различаются, благодаря чему световой поток, прошедший через образец и падающий затем на фотоприемник, оказывается модулированным по интенсивности. МКД измерялся как разность сигналов при двух противоположных направлениях внешнего магнитного поля. Измерения были проведены в магнитном поле 3 и 6 kOe, направленном вдоль и нормально поверхности пленки, при температурах от 90 до 380 K в энергетическом интервале 1–4.5 eV.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Морфология и структура пленок. На рис. 1 представлены поверхность и спектр распределения неоднородностей пленок, осажденных на подложки с различной обработкой. Видно, что поверхность пленок характеризуется шероховатостью 0.2–0.5 nm по высоте, при этом наблюдаются и более интенсивные неоднородности. В пленках с предварительной обработкой поверхности подложки ионной пушкой (рис. 1, *b*) подобные неоднородности достигают большего размера.

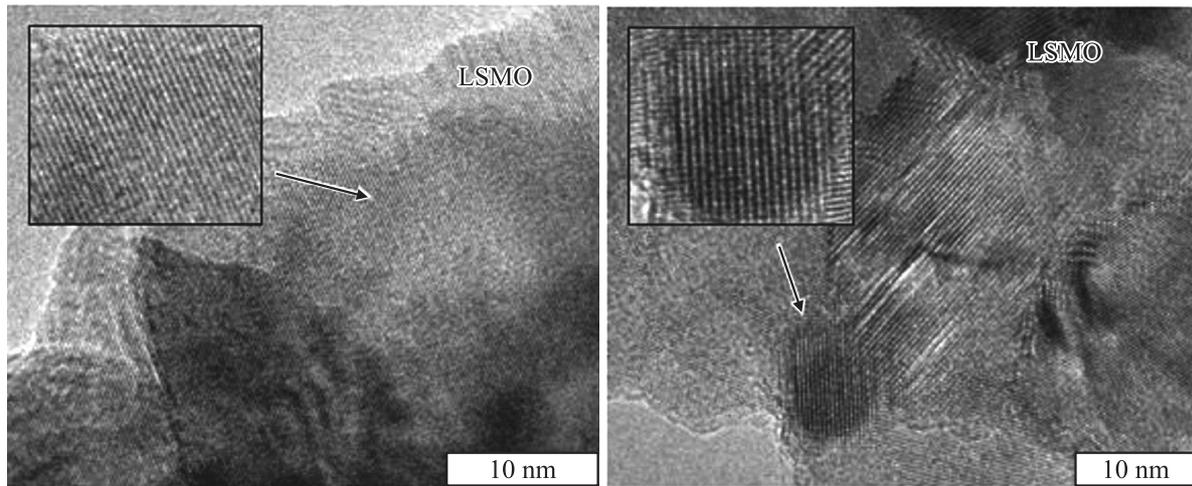


Рис. 2. Электронно-микроскопические изображения фрагментов образца № 3.

Электронно-микроскопическое изображение фрагментов пленки показано на рис. 2, на котором видны ярко выраженные кристаллиты с линейными размерами 10–20 nm, случайно ориентированные в плоскости. Видно, что в некоторых случаях кристаллиты располагаются на различной глубине, накладываясь друг на друга в два-три слоя. Внутри кристаллитов наблюдается строгое чередование атомных плоскостей.

3.2. Полевая и температурная зависимости намагниченности. Кривые намагничивания всех исследуемых образцов представляют собой симметричные петли гистерезиса с резко различающимися значениями поля насыщения (H_s) для ориентаций внешнего поля параллельно и перпендикулярно плоскости образца. Типичный вид этих кривых представлен на рис. 3 на примере образца № 8: магнитное поле приложено в плоскости пленки H_{\parallel} (рис. 3, *a*) и нормально к плоскости пленки H_{\perp} (рис. 3, *b*). В первом случае $H_s \sim 1$ kOe, а во втором оно близко к 8 kOe, что свидетельствует о преимущественно плоскостной магнитной анизотропии в пленке. Кривая намагничивания, измеренная в нормальном поле, отличается от классического случая плоскостной анизотропии наличием гистерезиса, хотя и с очень небольшой величиной коэрцитивной силы. Величина намагниченности в поле насыщения (M_s) одинакова для двух направлений внешнего поля и для образца № 8 составляет 730 emu/cm^3 . Подобная картина наблюдается для всех исследованных образцов, однако величина M_s зависит от толщины пленок: чем больше толщина пленки, тем больше величина удельной намагниченности.

Типичный вид температурной зависимости намагниченности пленок показан на рис. 4, *a*. В общем ход кривых $M(T)$ исследуемых образцов соответствует температурному ходу намагниченности массивных материалов [11]. По виду представленных кривых можно заключить, что температура Кюри для ряда образцов

варьируется в пределах $\sim 300 \text{ K}$, однако для других образцов затянутый хвост намагниченности свидетельствует о наличии в их объеме нескольких ферромаг-

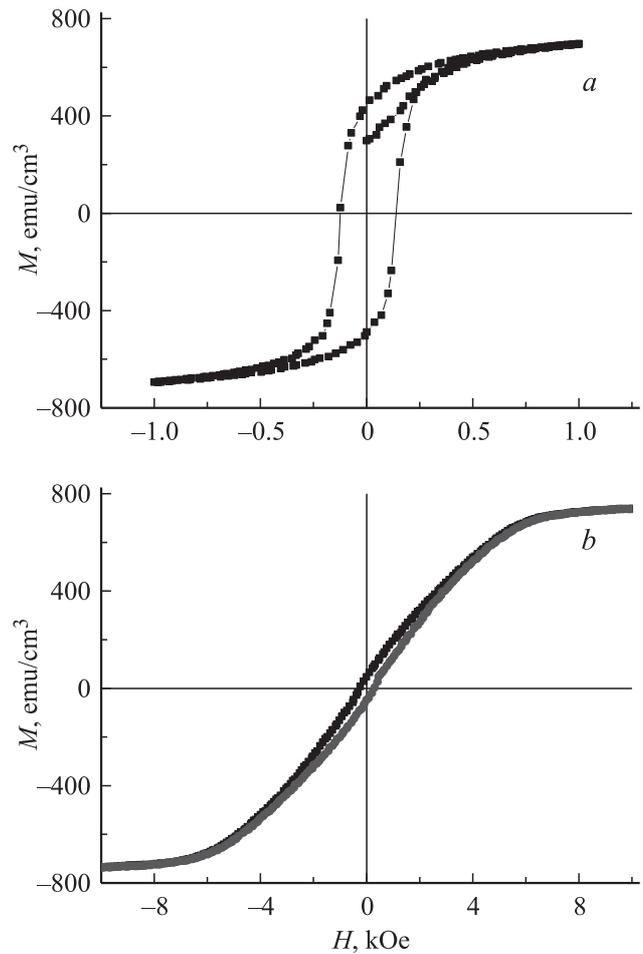


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности образца № 8 при $T = 5 \text{ K}$. Поле H параллельно (*a*) и перпендикулярно (*b*) поверхности образца.

нитных областей с различными T_C . Такое поведение не связано с обработкой подложки, так как наблюдается в обеих сериях. Наиболее ярко фазовая неоднородность проявилась в полевой зависимости намагниченности образца № 2 (рис. 5, *a*). При намагничивании в плоскости пленки в малых полях наблюдается очень узкая петля с резко возрастающей намагниченностью, в поле ~ 300 Ое появляется ступенька, и полная петля закрывается вблизи 20 кОе. Подобные картины имеют место в структурах, содержащих слои с различными значениями коэрцитивной силы (H_C) и M_s (см., например, [12]). В отличие от того, что наблюдается в большинстве похожих структур, в рассматриваемом случае петля такого типа регистрируется и в перпендикулярном поле (рис. 5, *b*). Сравнивая петли гистерезиса в двух ориентациях поля, можно предположить, что в пленке сосуществуют две фазы: одна с преимущественно плоскостной анизотропией и малой величиной H_C , другая с компонентой анизотропии, нормальной к плоскости, и большой величиной H_C . Трудно оценить суммарный вклад каждой фазы в намагниченность образца, так как

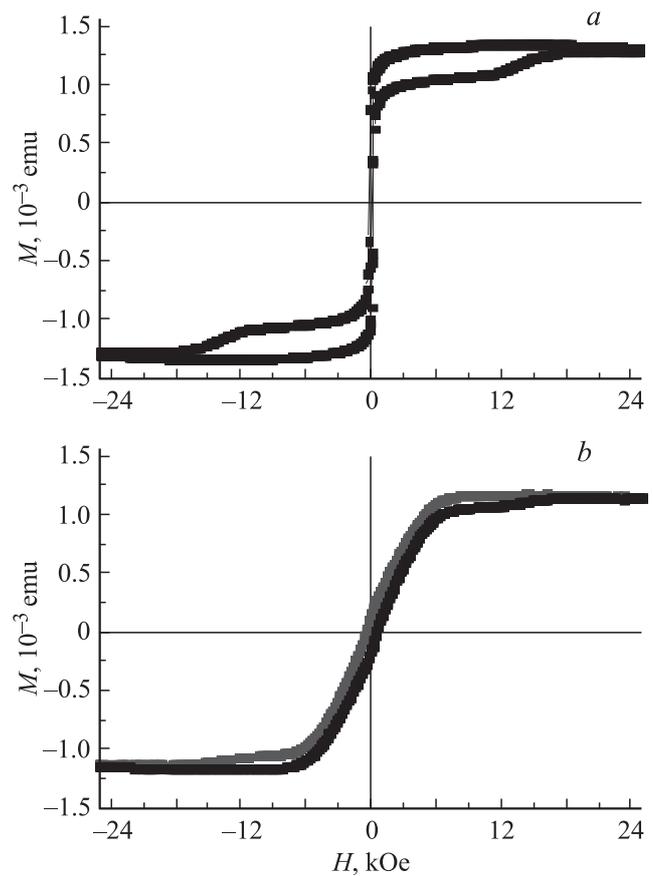


Рис. 5. Полевые зависимости намагниченности образца № 2 при $T = 5$ К. Поле H параллельно (*a*) и перпендикулярно (*b*) поверхности образца.

он определяется как величиной M_s , так и количеством каждой фазы. Вызывает удивление крайне высокая коэрцитивная сила второй фазы, чему в настоящее время нет объяснения.

Для всех исследованных пленок характерно различие между FC- и ZFC-температурными зависимостями намагниченности, полученными в слабом магнитном поле $H_{||}$. Кривая намагничивания ZFC расположена ниже кривой FC и имеет максимум. Такое поведение, представленное в качестве примера на рис. 4, *b* для образца № 6, может быть обусловлено хаотическим распределением осей легкого намагничивания кристаллитов аналогично поведению магнитно-разупорядоченных кластеров [13]. Температура необратимости, при которой кривые FC и ZFC расходятся, понижается при уменьшении толщины пленок.

3.3. Поглощение и магнитный круговой дихроизм. Спектральные зависимости коэффициента поглощения, измеренные для всех образцов двух серий при комнатной температуре, подобны друг другу. Типичная кривая представлена на рис. 6, *a*, она характеризуется плавным изменением величины поглощения при увеличении энергии фотона с одним широким максимумом в области ~ 1.5 eV. В то же время на

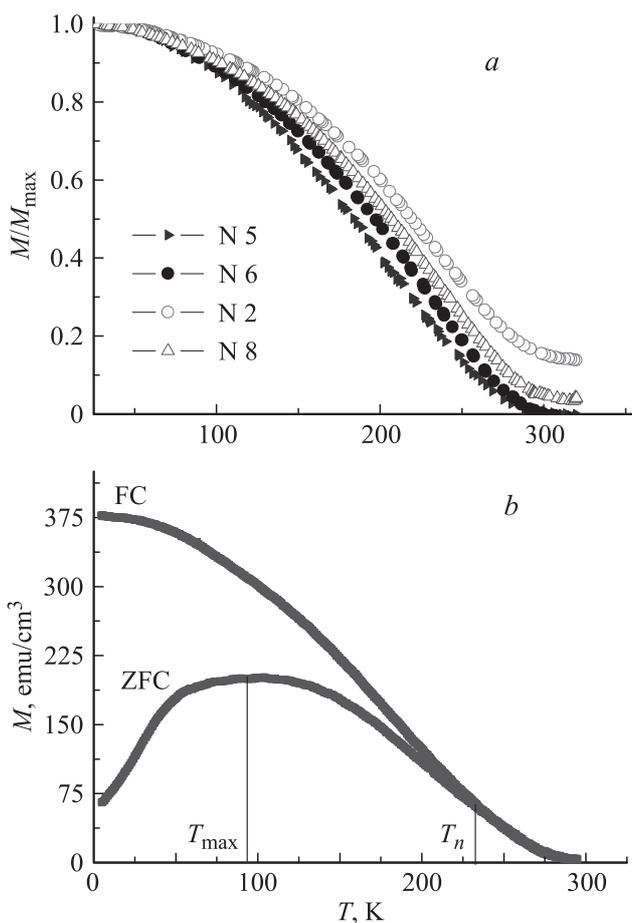


Рис. 4. Температурные зависимости намагниченности. Поле H параллельно поверхности образца. *a* — образцы № 5, 6, 2, 8 (толщина пленки в этом ряду растет), режим FC при $H = 1$ кОе; *b* — образец № 6, режимы FC и ZFC при $H = 50$ Ое.

спектральной зависимости МКД, полученной при комнатной температуре, в том же энергетическом интервале наблюдается несколько полос (рис. 6, *b*). Для всех исследуемых образцов полоса, центрированная при ~ 1.7 eV, близка к полосе в спектре поглощения, а наиболее интенсивный пик МКД, наблюдаемый при 3.3 eV, соответствует данным [8] (рис. 6, *b*). Следует заметить, что амплитуда этого пика, так же как намагниченность, не пропорциональна толщине пленок (рис. 6, *c*).

Температурные зависимости спектров МКД одинаковы для двух серий пленок с различной обработкой подложки. Типичная картина такой зависимости изображена на рис. 7 для образцов № 2 и 8. Интересно, что в спектрах МКД при понижении температуры появляется относительно слабая полоса противоположного знака вблизи 2.4 eV.

Для того чтобы определить природу МКД при разных энергиях, спектры были аппроксимированы гауссовыми кривыми (рис. 8, *a*), подгоночными параметрами которых являлись величина эффекта (амплитуда), положение и ширина линии. Наилучшее совпадение рассчитанных спектров с экспериментальными было получено в предположении четырех гауссовых полос с энергиями 1.7 (13707 cm^{-1}), 2.4 (18860 cm^{-1}), 3.1 (23322 cm^{-1}), 3.3 (26503 cm^{-1}) eV (полосы 1–4 на рис. 8, *a* соответственно). Обнаружено, что температурные зависимости амплитуды полос на рис. 8, *b*, приведенные по модулю, отличаются друг от друга. Температурный ход амплитуды полос одинакового знака (кривые 1, 3, 4) близок к температурной зависимости намагниченности образца № 8 (кривая 5), однако амплитуда полосы с положительным значением МКД (кривая 2) изменяется по другому закону.

Одинаковая форма кривых 1, 3–5 свидетельствует о том, что МКД при соответствующих энергиях определяется в основном разностью заселенностей подуровней основного состояния ионов Mn, ответственной за намагниченность образца. Поэтому МКД полос 1, 3, 4 может быть сопоставлен внутриионным электронным переходам или переходам с переносом заряда между локализованными ионами Mn, что будет обсуждаться далее. Отличие формы кривой 2 от остальных, очевидно, связано с другой природой МКД.

Наблюдаемую зависимость намагниченности от толщины образцов можно связать с нарушением магнитного порядка на границе раздела LSMO/YSZ, т.е. с образованием некоторого интерфейса, обладающего другими магнитными свойствами, аналогично тому, как предполагалось в работах [14,15] для объяснения особенностей туннелирования в гетероструктурах LSMO–диэлектрик–LSMO. Образование интерфейса уменьшает суммарную намагниченность образца. Глубина интерфейса не зависит или слабо зависит от толщины пленки; таким образом, его влияние на магнитные и магнитооптические свойства тем меньше, чем больше толщина пленки.

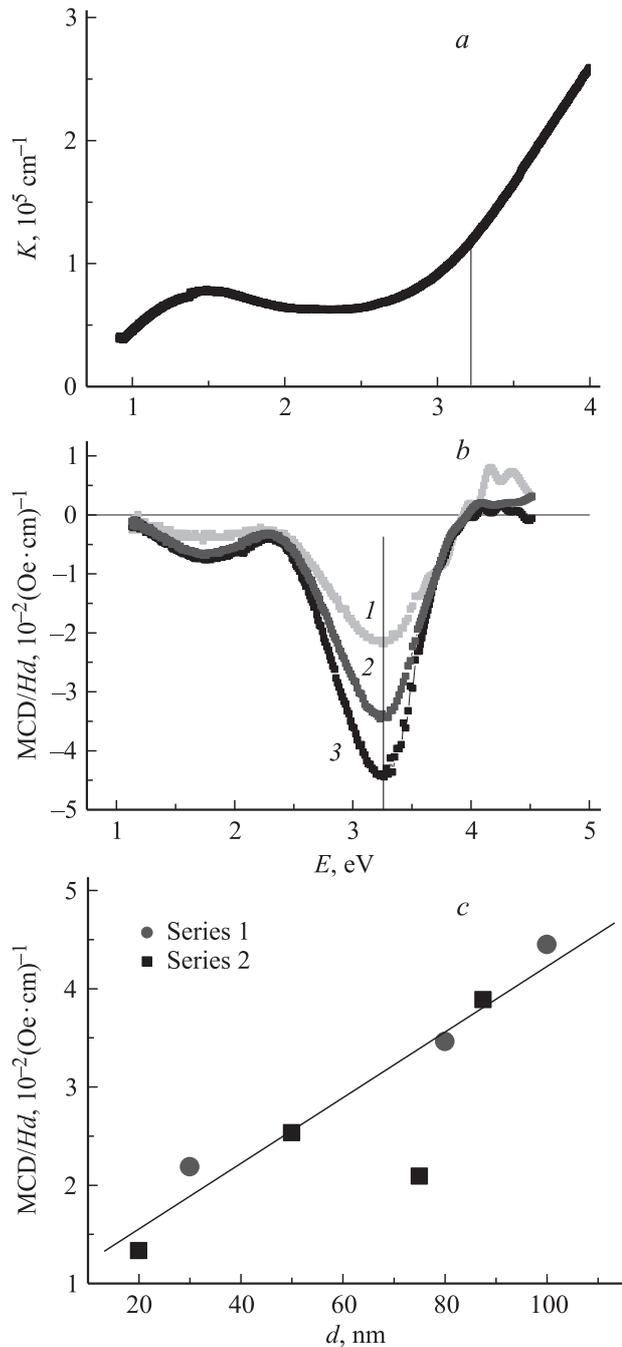


Рис. 6. Спектр поглощения образца № 2 (*a*), спектральная зависимость удельного МКД для образцов № 1 (1), 2 (2) и 4 (3) в поле H_{\perp} (*b*) и зависимость величины МКД при 3.3 eV от толщины образцов двух серий (*c*). $T = 295\text{ K}$.

Различие кривых FC и ZFC можно объяснить наличием случайно ориентированных кристаллитов в структуре образца (рис. 2). При охлаждении образца в отсутствие поля вектор намагниченности каждого кристаллита ориентирован по его оси легкого намагничивания, и суммарная намагниченность образца близка к нулю. Наложение магнитного поля в процессе нагревания

образца приводит к постепенной подстройке магнитных моментов кристаллитов к направлению поля, и при некоторой температуре необратимости кривые FC и ZFC сливаются. Ширина максимума на кривой ZFC обусловлена разбросом характеристик кристаллитов: размеров, величин анизотропии, ориентаций осей легкого намагничивания, а также напряжениями на границах. Такая картина, как было отмечено ранее, наблюдалась в [13] и была объяснена магнитным разупорядочением кластеров.

Как указывалось выше, на спектральной зависимости МКД в энергетическом диапазоне от 1 до 3.5 eV выделяются четыре полосы, которые обусловлены различными электронными переходами. Максимум при ~ 1.7 eV (рис. 6, *b*) близок по энергии к максимуму поглощения (~ 1.5 eV, рис. 6, *a*), положение которого в свою очередь согласуется с положением низкочастотной полосы поглощения, наблюдается в [16]. Природа данного пика обсуждалась различными авторами и приписывалась как $d-d$ -переходам, так и переходам, связанным с переносом заряда $O2p-Mn3d$. В частности, в [6] этот максимум был отнесен к разрешенному по спину $d-d$ -переходу ${}^5E_g-{}^5T_{2g}$ в ионах Mn^{3+} . Остальные электронные переходы, выявленные по спектральной зависимости МКД пленки LSMO, также имеют ряд различных интерпретаций. Однако дырочное допирование $LaMnO_3$, что фактически имеет место в $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, приводит к существенной перестройке оптического спектра образца. Интенсивность полос может изменяться, а сами полосы смещаться в сторону меньших или больших энергий. Другое следствие такого допирования — появление октаэдрических комплексов $(MnO_6)^{8-}$. Магнитооптика комплексов $(Mn^{4+}O_6)^{8-}$ была изучена в работе [17] на примере пирохлора $A_2Mn_2O_7$. С помощью эффекта Керра были выявлены полосы вблизи 2.6 и 3.1 eV, приписанные $d-d$ -переходам ${}^4A_{2g}-{}^4T_{2g}$ и ${}^4A_{2g}-{}^4T_{1g}$ в ионах Mn^{4+} . Основываясь на результатах работы [17], авторы [6] связали несимметричную форму пика в спектре фарадеевского вращения с близостью двух $d-d$ -переходов в ионах Mn^{4+} с различной интенсивностью, центрированных при 2.7 и 3.1 eV. Как видно из рис. 7, пик с максимумом 3.3 eV в спектре МКД также обладает несимметричной формой. Разложение данного спектра на составляющие действительно показало наличие пика в области 3.1 eV, который может быть описан переходом, связанным с Mn^{4+} . Возвращаясь к пику, центрированному при 3.3 eV, следует заметить, что его амплитуда намного интенсивнее других. Подобное поведение свидетельствует о природе перехода, отличной от природы низкоэнергетических полос. Большинство авторов связывает этот переход с переносом заряда $O2p-Mn3d$. Следует заметить, что для манганитов форма спектральной зависимости МКД, представленная на рис. 6, *b*, аналогична форме спектра полярного эффекта Керра [4,5,18]. В частности, в [5] были выявлены некоторые полосы, соответствующие полосам МКД. Максимумы в области 2.5 и 3.1 eV

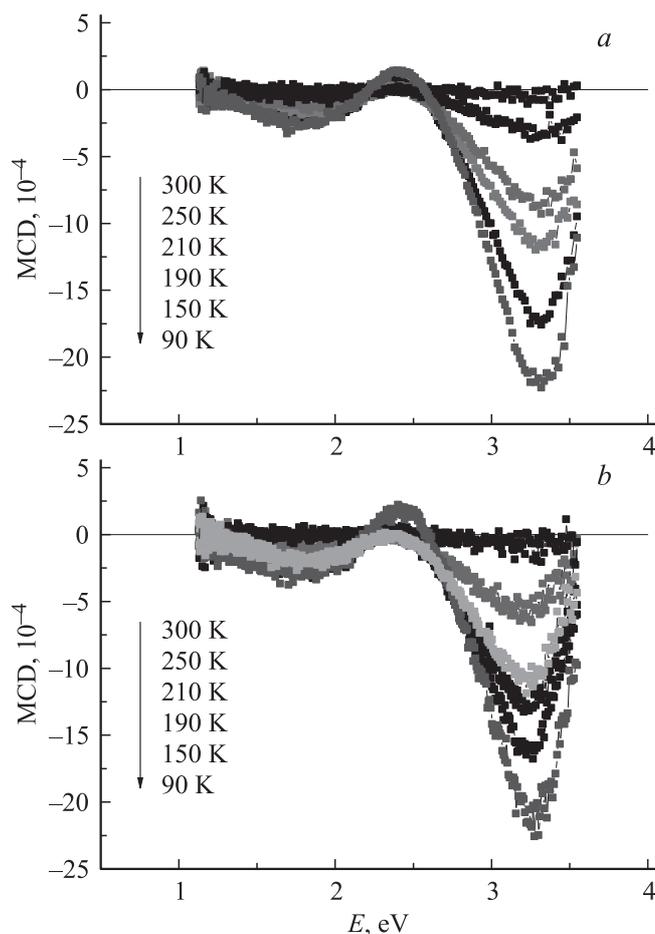


Рис. 7. Спектры МКД при различных температурах в поле $H_{||} = 3$ kOe для образцов № 2 (*a*) и 8 (*b*).

были приписаны $d-d$ -переходам в ионах Mn, а пик при 3.3 eV — переносу заряда между кислородом и марганцем. Однако интерпретация спектральной зависимости эффекта Керра в терминах электронных переходов представляет собой нетривиальную задачу, так как измеряемое вращение Керра является сложной функцией диагональных и недиагональных компонентов тензора оптической проводимости.

Сравнение обнаруженной в спектре МКД полосы при ~ 1.7 eV с данными работы [18] позволяет связать ее с переходом e_g-e_g в ионе Mn^{3+} , так как этот переход наблюдается в структуре $LaMnO_3$, в которую не входят ионы Mn^{4+} . В свою очередь, основываясь на данных [17], полосу в области 3.1 eV следует отнести к $d-d$ -переходу ${}^4A_{2g}-{}^4T_{1g}$ в ионах Mn^{4+} . Не вызывает сомнений то, что наиболее интенсивная полоса, центрированная при 3.3 eV, относится к переходу с переносом заряда $O2p-Mn3d$.

Наибольший интерес в спектре МКД вызывает полоса при 2.4 eV. Отличительной особенностью этой полосы является температурная зависимость ее амплитуды, представленная на рис. 8, *b* (кривая 2), которая не соответствует температурной зависимости намагничен-

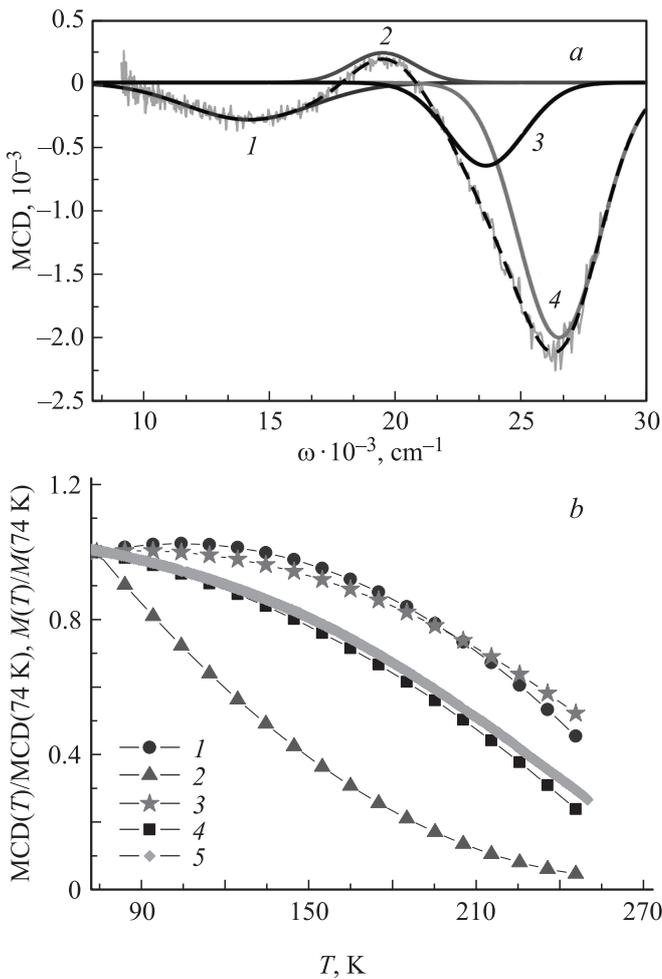


Рис. 8. Аппроксимация гауссовыми кривыми экспериментальных спектров МКД (а), температурное поведение амплитуд четырех полос МКД (кривые 1–4) и намагниченности (кривая 5) в поле $H_{\parallel} = 3$ кОе, образец № 8 б).

ности. Для остальных переходов температурный ход МКД соответствует зависимости $M(T)$. Такое различие можно объяснить вкладом в МКД электронов проводимости, появление которых обусловлено допированием. В работе [19] на основании изучения спектров оптической проводимости было показано, что по мере увеличения концентрации стронция в монокристаллах $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ до $x = 0.3$ этот вклад становится преобладающим. С другой стороны, электроны проводимости поляризованы по спину в магнитном поле ионного остова, как это показано в [20,21]. При этом степень спиновой поляризации существенно различается в глубине образца и на поверхности. Температурная зависимость намагниченности на поверхности пленки LSMO (рис. 4 в [20]) близка по форме к кривой 2, представленной в настоящей работе на рис. 8, б. В свою очередь влияние на спиновую поляризацию электронов проводимости может оказывать как свободная поверхность, так и межфазная граница между пленкой и подложкой [22].

4. Заключение

В работе изучено магнитное и магнитооптическое поведение пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{YSZ}$ различной толщины и с различной обработкой подложки. Обнаружено, что предварительная очистка поверхности подложки не оказала существенного влияния на свойства пленок.

Показано, что структура исследуемых образцов состоит из ярко выраженных кристаллитов с линейными размерами 10–20 нм, случайно ориентированных в плоскости. Магнитное поведение демонстрирует рост удельной намагниченности с увеличением толщины пленок, что объясняется влиянием интерфейсного слоя на границе LSMO — диэлектрик. Характерный вид температурной и полевой зависимостей намагниченности пленок свидетельствует об их магнитной неоднородности. Различия между FC- и ZFC-температурными зависимостями намагниченности в слабом магнитном поле и максимум кривой ZFC могут быть обусловлены хаотическим распределением осей легкого намагничивания кристаллитов в объеме пленки.

Величина магнитного кругового дихроизма, так же как и намагниченность, не пропорциональна толщине образцов. Полосы МКД, наблюдаемые во всем температурном интервале ниже T_C , центрированы при 1.7, 3.1 и 3.3 eV. Они соотносятся с переходами $e_g - e_g$ в ионе Mn^{3+} , ${}^4A_{2g} - {}^4T_{1g}$ в ионах Mn^{4+} и переходом с переносом заряда $\text{O}2p - \text{Mn}3d$ соответственно. Для указанных переходов температурная зависимость амплитуд соответствует температурному ходу намагниченности образца. При охлаждении образца до температур ниже T_C приблизительно на 100 К в спектре МКД появляется относительно слабая полоса противоположного знака вблизи 2.4 eV. Отличительной особенностью данной полосы является температурная зависимость ее амплитуды, не соответствующая температурной зависимости намагниченности. Такое различие можно объяснить вкладом в МКД электронов проводимости, на спиновую поляризацию которых могут оказывать влияние как свободная поверхность, так и граница раздела пленки с подложкой.

Авторы благодарят А.Е. Пестуна (НИТУ „МИСиС“) за приготовление мишеней.

Список литературы

- [1] O. Chmaissem, B. Dabrowski, S. Kolesnik, J. Mais, J. Jorgensen, S. Short. *Phys. Rev. B* **67**, 094 431 (2003).
- [2] Я.М. Муковский. *ЖРХО им. Д.И. Менделеева* **45**, 5–6, 32 (2001).
- [3] А.Ю. Изюмов, Ю.Н. Скрябин. *УФН* **171**, **2**, 121 (2001).
- [4] S. Yamaguchi, Y. Okimoto, K. Ishibashi, Y. Tokura. *Phys. Rev. B* **58**, **11**, 6862 (1998).
- [5] H.L. Liu, K.S. Lu, M.X. Kuo, L. Uba, S. Uba, L.M. Wang, H.-T. Jeng. *J. Appl. Phys.* **99**, 043 908 (2006).

- [6] Ю.П. Сухоруков, А.М. Москвин, Н.Н. Лошкарева, И.Б. Смоляк, В.Е. Архипов, Я.М. Муковский, А.В. Шматок. *ЖЭТФ* **71**, 6, 139 (2001).
- [7] A.D. Buckingham, P.J. Stephens. *Ann. Rev. Phys. Chem.* **17**, 399 (1966).
- [8] T.K. Nath, J.R. Neal, G.A. Gehring. *J. Appl. Phys.* **105**, 07D709 (2009).
- [9] E.A. Antonova, V.L. Ruzinov, S.Yu. Stark, V.I. Tchitchkov. *Supercond. Phys. Chem. Technol.* **14**, 8, 1624 (1991).
- [10] В.А. Козлов, Я.М. Муковский, О.М. Урман, А.В. Шматок. *Письма в ЖТФ* **22**, 6, 5 (1996).
- [11] H.Y. Hwang, S-W. Cheong, N.P. Ong, B. Batlogg, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2041 (1996).
- [12] J.-M. Liu, Q. Huang, J. Li, C.K. Ong, Z.G. Liu. *Appl. Phys. A* **69**, S663 (1999).
- [13] K. Dorr. *J. Phys. D* **39**, R125 (2006).
- [14] M. Bibes, L. Balcells, S. Valencia, J. Fontcuberta, M. Wojcik, E. Jedryka, S. Nadolski. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 067210 (2001).
- [15] M. Izumi, Y. Ogimoto, Y. Okimoto, T. Manako, P. Ahmet, K. Nakajima, T. Chikyow, M. Kawasaki, Y. Tokura. *Phys. Rev. B* **64**, 064429 (2001).
- [16] Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, В.Е. Архипов, С.В. Окатов, С.В. Наумов, И.Б. Смоляк, Я.М. Муковский, А.В. Шматок. *ФТТ*, **41**, 3, 475 (1999).
- [17] E.A. Balykina, E.A. Ganshina, G.S. Krinchik, A.Yu. Trifonov, I.O. Troyanchuk. *J. Magn. Magn. Mater.* **117**, 259 (1992).
- [18] L. Uba, S. Uba, L.P. Germash, L.V. Bekenov, V.N. Antonov. *Phys. Rev. B* **85**, 125124 (2012).
- [19] Л.В. Номерованная, А.А. Махнев, А.Ю. Румянцев. *ФТТ* **41**, 8, 1445 (1999).
- [20] J.-H. Park, E. Vescovo, H.-J. Kim, C. Kwon, R. Ramesh, T. Venkatesan. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 9, 1953 (1998).
- [21] M.S. Osofsky, B. Nadgorny, R.J. Soulen, Jr, P. Broussard, M. Rubinstein, J. Byers, G. Laprade, Y.M. Mukovskii, D. Shalyatev, A. Arsenov. *J. Appl. Phys.* **85**, 8, 5567 (1999).
- [22] V. Garcia, M. Bibes, A. Barthelemy, M. Bowen, E. Jacquet, J.-P. Contour, A. Fert. *Phys. Rev. B* **69**, 052403 (2004).