

МАГНИТНЫЕ И РЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, ОСАЖДЕННЫХ НА ПОДЛОЖКУ NdGaO_3

Т. А. Шайхулов ^a, М. Н. Маркелова ^b, А. А. Федорова ^{a,c*}, А. С. Федоров ^{a,c}, В. Е. Сизов ^d,
В. А. Амеличев ^e, А. Р. Кауль ^b, Д. В. Калябин ^{a,c}, С. А. Никитов ^{a,c,f}

^a Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия

^b Московский государственный университет, химический факультет,
119991, Москва, Россия

^c Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет)
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия

^d Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, Фрязинский филиал
141190, Фрязино, Московская обл., Россия

^e С-Инновации
117246, Москва, Россия

^f Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского
410071, Саратов, Россия

Поступила в редакцию 21 июля 2025 г.,
после переработки 12 октября 2025 г.
Принята к публикации 13 октября 2025 г.

Представлено исследование влияния толщины эпитаксиальных пленок $\text{La}_{(1-x)}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ (где $x = 0.3$) на подложках NdGaO_3 на их магнитные свойства. С помощью магнитно-силовой микроскопии была обнаружена эволюция магнитных доменов с увеличением толщины слоя LSMO. Было показано появление полосовой доменной структуры, обусловленной перпендикулярной магнитной анизотропией, при толщине пленок порядка 75 нм и ее дальнейшее развитие до лабиринтной доменной структуры при толщине пленок больше 147 нм. С помощью эффекта магнитного циркулярного дихроизма было показано, что с изменением параметра $a_\perp$ постоянной решетки, зависящего от толщины пленки, возникают дополнительные пики в спектрах оптического поглощения от $d-d$ -переходов в ионах Mn^{4+} . Были получены зависимости магнитной анизотропии и холловского сопротивления для пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Полученные данные свидетельствуют о сильной зависимости физических свойств в эпитаксиальных пленках LSMO от их толщины, что имеет значение для прикладных применений.

DOI: 10.7868/S3034641X25120113

1. ВВЕДЕНИЕ

Перовскитные манганиты привлекают внимание не только из-за большого количества интересных физических свойств, включая колоссальное магнитосопротивление и высокую температуру Кюри [1–3], но и из-за их потенциальных применений [4, 5]. Одним из наиболее перспективных материалов семейства манганитов является $\text{La}_{(1-x)}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ [3, 6].

$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) обладает высокочелюстью коррелированной электронной системой со сложными взаимодействиями между спином, зарядом и орбитальными степенями свободы. Эти сложные взаимодействия чувствительны к внутренним и внешним возмущениям, таким как деформация решетки и стехиометрии кислорода [7–9]. Для использования этого материала в наноразмерных устройствах необходимо понимание его магнитных свойств, в частности условий образования доменной структуры. Деформация подложки и толщина пленки часто играют решающую роль в физике образования доменов, что

* E-mail: danilova.aa@phystech.edu

усложняет наблюдаемую картину. Например, пленки LSMO толщиной около 100 нм, выращенные при деформации сжатия на подложках LaAlO_3 (LAO), имеют лабиринтную доменную структуру. Однако при деформации растяжения на подложках SrTiO_3 возникает более сложная комбинированная доменная структура. Как правило, в пленках LSMO, выращенных на NdGaO_3 (NGO), реализуется полосовая доменная структура [10, 11]. Кроме того, размер доменов, как правило, увеличивается с толщиной пленки [7, 12]. Таким образом, для понимания процессов образования доменных структур в манганитах требуются систематические измерения доменных характеристик пленок LSMO в широком диапазоне их толщины.

Контроль магнитной анизотропии является основополагающим для разработки различных устройств [13–15]. В тонкопленочной технологии магнитную анизотропию можно контролировать толщиной пленки, механизмами роста и деформацией, вызванной кристаллографией подложки. В отличие от хорошо изученной эволюции статических магнитных и транспортных свойств с толщиной пленок, менее изученным остается влияние толщины на магнитодинамические свойства, которые могут давать дополнительную информацию о масштабах длины для установления объемных свойств тонких пленок LSMO. Динамические свойства, исследованные с помощью спектроскопии ферромагнитного резонанса (ФМР), могут быть использованы для извлечения информации о локальной магнитной среде: положение и формы линий ФМР могут предоставить информацию как о магнитном состоянии, так и о локальной анизотропии и дефектах [16–18].

В настоящей работе были изучены структурные, магнитные и электрические свойства эпитаксиальных тонких пленок LSMO, выращенных методом магнетронного распыления на подложках NGO (110). Толщина полученных пленок варьировалась в диапазоне от 30 до 200 нм.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Рассмотренные нами образцы были получены следующим образом: тонкие пленки LSMO осаждались с помощью магнетронного распыления на полированные монокристаллические (110)-подложки NGO размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$ и толщиной 0.5 мм. Подготовка подложек заключалась в их очистке в органическом растворителе (ацетоне) в ультразвуко-

вом очистителе и последующей сушке в потоке сжатого воздуха. Эпитаксиальный рост пленок манганитов стронция и лантана происходил при температуре подложки 800°C в газовой атмосфере Ar и O_2 (3:2), при этом давление в камере составляло 0.5 мбар, а мощность ВЧ-генератора и магнетронной пушки была равна 50 Вт. При напылении использовалась мишень из поликристаллического $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO). Скорость роста (при указанных параметрах) составляла 0.25 нм/мин. После завершения нанесения пленки требуемой толщины в камеру подавался кислород под давлением от 1 атм для постепенного понижения температуры до 500°C , последующее охлаждение происходило естественным образом при комнатной температуре. Осажденные пленки были исследованы методом рентгеновской дифракции (XRD) в геометриях $(2\theta - \omega)$ - и φ -сканирования с использованием дифрактометра Rigaku Smartlab с медным вращающимся анодом ($\text{CuK}_{\alpha 1}$).

На рис. 1 а показаны участки ($42\text{--}50^\circ$) дифрактограмм для пяти пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с толщиной в диапазоне от 30 до 200 нм. Толщина определялась с помощью калибровки по времени скорости роста материала. Наблюдаются дифракционные пики, соответствующие отражениям от плоскостей (110) подложки NdGaO_3 и (001) пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Здесь и далее по тексту обозначения кристаллографических плоскостей (001) для пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ приведены в псевдокубической сингонии. Для самого тонкого образца из данной серии (30 нм) на рентгенограмме наблюдаются осцилляции Лауэ, свидетельствующие о том, что выращенная пленка очень тонкая и обладает качественной кристаллической структурой [19, 20]. Нами проведен расчет рассогласования параметров (ε) элементарных ячеек пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и подложки NdGaO_3 по формуле

$$\varepsilon = [a_{\perp}(\text{LSMO}) - a(\text{NGO})]/a(\text{NGO}) \cdot 100\%,$$

где $a_{\perp}(\text{LSMO})$ — рассчитанный из данных рентгеновской дифракции параметр элементарной ячейки пленки LSMO в направлении, перпендикулярном подложке, $a(\text{NGO})$ — псевдокубический параметр элементарной ячейки подложки NGO ($a(\text{NGO}) = 3.86 \text{ \AA}$). На рис. 1 б представлена зависимость рассогласования параметров от толщины пленок LSMO. Видно, что ε нелинейно зависит от толщины (рис. 1 б), что позволяет сделать на данном этапе лишь предположение о более сложном механизме роста пленок LSMO.

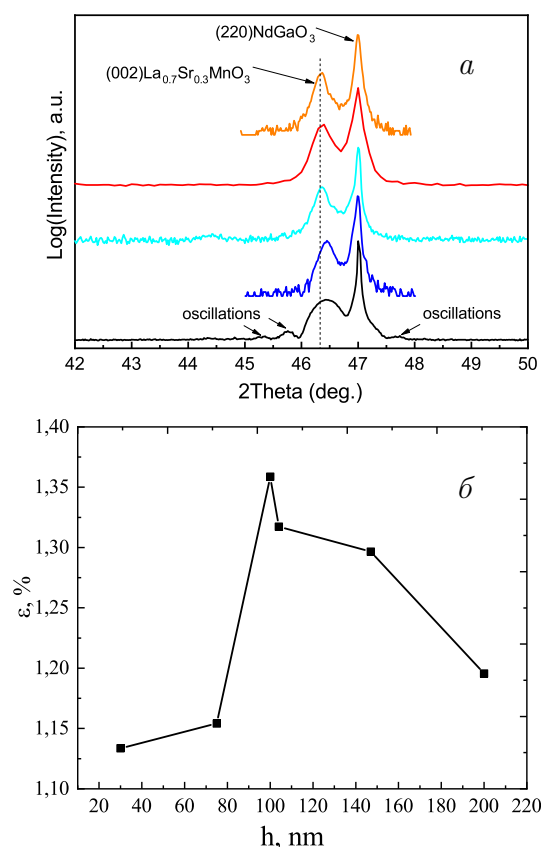


Рис. 1. а — Рентгеновская дифракция ($2\theta - \omega$ -сканы) пленок LSMO, нанесенных на подложку (110) NGO (участок $42-50^\circ$). Толщина пленок LSMO составляет 200 нм (оранжевая линия), 147 нм (красная линия), 104 нм (голубая линия), 100 нм (фиолетовая линия), 75 нм (синяя линия), 30 нм (черная линия). б — Зависимость рассогласования параметров ϵ решеток пленки LSMO и подложки NGO от толщины пленки

На рис. 2 представлены φ -сканы исследуемых пленок. Они показывают, что в пленках LSMO, выращенных на подложках NGO, рост происходит в ориентации «куб на куб» (каждый пик пленки находится под тем же углом φ , что и пик подложки) — (001)La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃//(110)NdGaO₃, [100]La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃//[110]NdGaO₃. Для пленки толщиной 30 нм (рис. 2 а) подложка имеет двухблочную структуру (двойной пик на φ -сканах), при этом пленка La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ тоже проявляет блочный характер. Подложка в случае пленки толщиной 147 нм (рис. 2 б) не имеет блочной структуры. Узкая кривая качания (FHMW = 0.11°) для всех пленок серии (002) LSMO свидетельствует о высоком качестве полученной кристаллической структуры. Важно отметить, что пленки выращива-

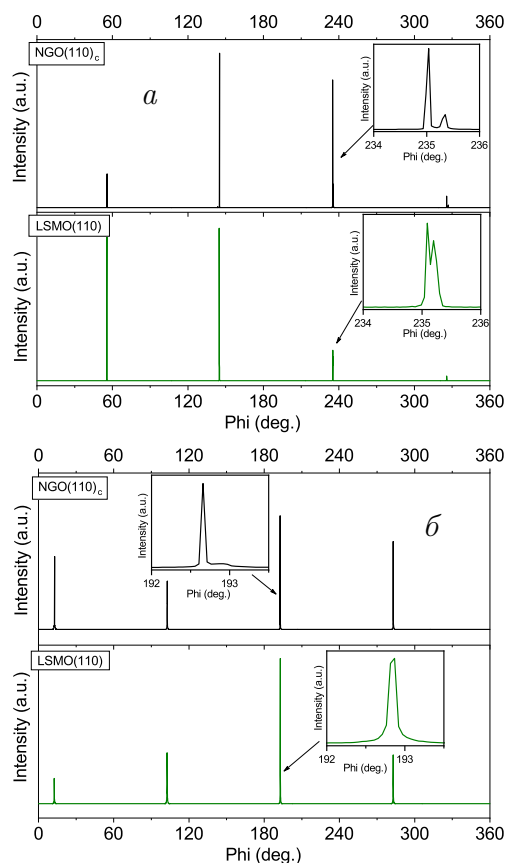


Рис. 2. φ -сканы для пленки LSMO на подложке NGO при толщине пленок 30 нм (а), 147 нм (б)

лись в идентичных условиях. Этот факт исключает возможность появления кислородных вакансий при увеличении толщины, что, в свою очередь, могло бы повлиять на магнитные и резистивные параметры пленок.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Доменная структура пленок La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃, осажденных на подложку NdGaO₃

Исследования методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) показывают, что мелкомасштабные «полосовые» домены соответствуют в основном перпендикулярной магнитной анизотропии пленки. На рис. 3 представлены изображения, полученные в нулевом поле при комнатной температуре. Наблюдаемые светлые и темные контрастные области представляют собой домены с противоположно ориентированной намагниченностью, перпендикулярной к

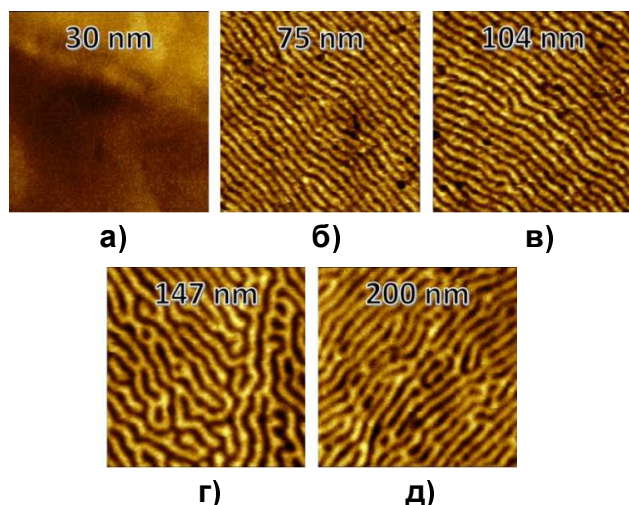


Рис. 3. MCM-изображения тонких пленок LSMO различной толщины, осажденных на подложки NGO (110), в отсутствие внешнего поля. Размер сканов $3 \times 3 \text{ мкм}^2$

плоскости образца, поскольку метод MCM восприимчив только к нормальной компоненте намагниченности. Полосовые домены образуются в результате конкуренции между обменной, магнитостатической и энергией магнитной анизотропии. MCM-изображения, представленные на рис. 3, показывают зависящую от толщины эволюцию магнитных доменов в пленках LSMO. Образцы толщиной менее 30 нм (рис. 3 а) не демонстрируют какого-либо MCM-контраста, так как намагниченность лежит в плоскости пленки, что соответствует двум вариантам магнитной конфигурации: монодоменному состоянию (состояние однородной намагниченности) и плоскостным доменам с доменными границами типа Нееля. Это состояние схематично представлено на рис. 4 б (1). При увеличении толщины пленки до 75 нм контрастность MCM-изображения возрастает, демонстрируя полосовые домены (рис. 3 б). Такая доменная структура является признаком существования в пленках намагниченности, выходящей из плоскости, и, таким образом, указывает на наличие перпендикулярной анизотропии в пленках толщиной более 75 нм [21]. Такое состояние доменов схематически показано на рис. 4 б (2).

При увеличении толщины пленки вплоть до 104 нм, полосовые домены становятся более отчетливыми, что видно на рис. 3 в. Это свидетельствует об увеличении компоненты намагниченности, ориентированной в перпендикулярном к плоскости пленки направлении. Интересно отметить, что при увеличении толщины до 147 нм форма магнитных доменов становится лабиринтной. Подобная доменная

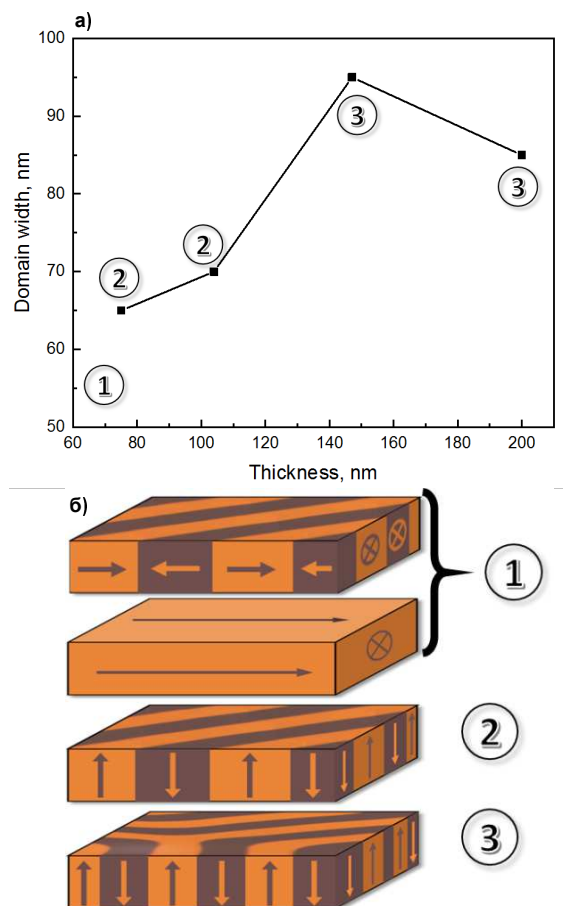


Рис. 4. а — Зависимость ширины домена в пленках LSMO от их толщины. б — Схема конфигурации доменов в магнитной тонкой пленке на основе модели Киттеля; 1 — отсутствие выхода намагниченности из пленки (однородная намагниченность или плоскостные домены со стенкой типа Нееля), 2 — полосовая и 3 — лабиринтная доменные структуры, имеющие выход намагниченности из плоскости

структура наблюдается в образцах LSMO, полученных на подложках LAO [22] и схематично представлена на рис. 4 б (3). Таким образом, для определения вида магнитной доменной структуры в зависимости от толщины исследуемой пленки LSMO были выделены три диапазона: до 75 нм, 75–147 нм и свыше 147 нм. При толщине более 147 нм полосовая доменная структура трансформируется в доменную структуру типа «лабиринт» (рис. 3 г, д). Интересно отметить, что форма доменов при толщине пленки более 147 нм становится подобной доменной структуре в пленках LSMO, нанесенных на подложки LAO [10].

На рис. 4 а показана зависимость размера доменов в пленке LSMO от толщины пленки. Примечательной является пленка с толщиной 147 нм, в ко-

торой происходит переход от полосовых магнитных доменов к лабиринтным. Исходя из теории Киттеля, размер домена должен увеличиваться с ростом толщины образца. Однако в нашем случае мы наблюдаем большую ширину доменов при толщине пленки 147 нм, нежели при толщине 200 нм. В этом случае нельзя говорить о растяжении, вызванном подложкой, так как на рис. 1 б видно, что параметр ε для пленок толщиной 200 нм не превышает значения для пленки 147 нм. Мы предполагаем, что данный эффект может быть связан с резким ростом кубической анизотропии при толщине пленки, равной 147 нм (рис. 5 б).

3.2. Зависимость одноосной и кубической магнитных анизотропий от толщины пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

Для определения параметров магнитной анизотропии использовался метод ферромагнитного резонанса. Поля магнитной анизотропии определялись при помощи регистрации спектров ФМР в параллельной ориентации при различных углах поворота пленки вокруг нормали. С помощью данного метода были получены угловые зависимости резонансного поля H_0 , которые описываются резонансным соотношением (1), с наиболее подходящими параметрами M_0 , H_U , H_C , φ_U и φ_C [16]:

$$\left(\frac{\omega_r}{\gamma}\right)^2 = \left[4\pi M_0 + H_0 + H_U \frac{1 + \cos 2(\varphi - \varphi_U)}{2} + H_C \frac{3 - \cos 4(\varphi - \varphi_C)}{4} \right] \times \\ \times [H_0 + H_U \cos 2(\varphi - \varphi_U) - H_C \cos 4(\varphi - \varphi_C)]. \quad (1)$$

Здесь γ — гиромагнитное отношение, M_0 — равновесная намагниченность, H_U и H_C — эффективные магнитные поля одноосной и кубической анизотропий соответственно, φ_U и φ_C — углы относительно вектора H_0 , под которыми направлены соответствующие оси легкого намагничивания [16]. Методика определения параметров магнитной анизотропии заключается в обработке угловых зависимостей резонансных полей спектров ФМР с помощью зависимости резонансного поля (H_0) от угла между гранью образца и направлением приложенного магнитного поля [16]. При этом используется решение уравнения Ландау — Лифшица для эволюции намагниченности M во внешнем постоянном магнитном поле H под действием магнитной составляющей радиочастотного поля, которое дает аналитическую связь между резонансным полем H_0 и частотой ω в условиях ФМР [16].

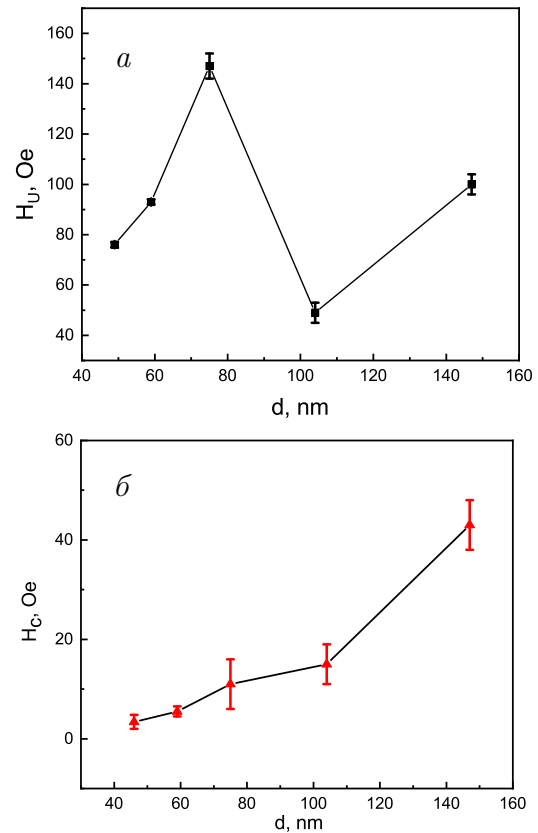


Рис. 5. а — Зависимость поля одноосной магнитной анизотропии H_U от толщины пленок (квадраты). б — Зависимость поля кубической магнитной анизотропии H_C от толщины пленок (треугольники). Экспериментальные значения соединены отрезками прямых линий

Мы предполагаем, что это связано с тем же эффектом, который рассматривался в работе [23] для пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенных на подложках NGO, но при толщине пленок от 11 до 22 нм. Резкое увеличение магнитной анизотропии в пленках LSMO толщиной 11 нм было связано с анизотропной ростовой деформацией. По мере увеличения толщины пленок образование сателлитных ростовых доменов в них должно объяснять заметное подавление плоскостной магнитной анизотропии. Исследования ФМР интересно коррелируют с нашими исследованиями доменной структуры и кристаллической структуры пленок LSMO. В первом случае мы наблюдаем резкое изменение кубической анизотропии при достижении толщины пленки значений, соответствующих диапазону перехода в лабиринтное доменное состояние. Во втором случае мы наблюдаем минимум магнитной одноосной анизотропии при толщине пленки равной 104 нм, одновременно с этим, исходя из рис. 1 б, мы видим макси-

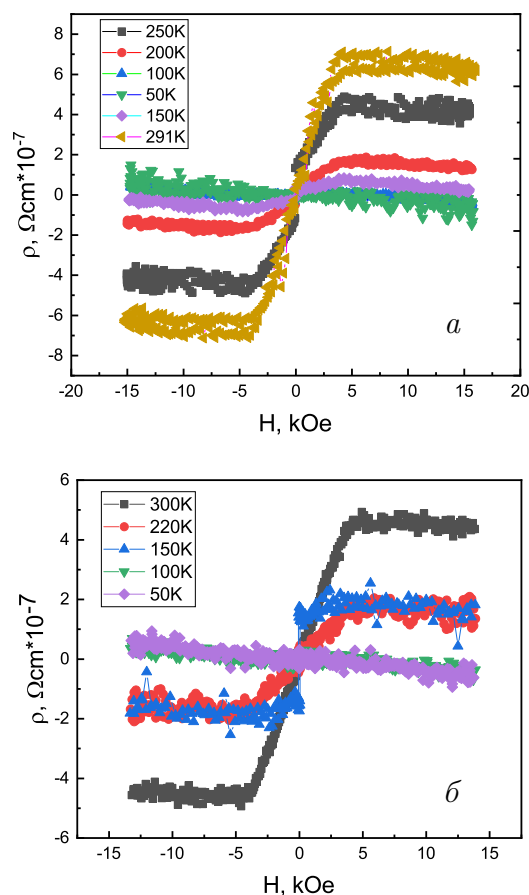


Рис. 6. Удельное сопротивление Холла ρ как функция приложенного магнитного поля H при различных температурах для пленки LSMO

мум изменения параметра $a_{\perp}$ относительно значения для кристалла исследуемого манганита. Исходя из работы [24], мы должны были наблюдать максимум магнитной анизотропии вследствие наибольшего растяжения кристаллической решетки. Такое странное поведение вполне может быть объяснено появлением тех самых сателлитных ростовых доменов [23], которые, в свою очередь, уменьшают сжатие, испытываемое пленкой, вследствие чего мы наблюдаем минимум поля магнитной анизотропии при данной толщине. Помимо этого, стоит отметить, что максимум одноосной анизотропии наблюдается именно при появлении полосовых магнитных доменов. Данный факт позволяет предположить появление сателлитных ростовых доменов, в нашем случае при толщине пленки более 75 нм, из чего следует, что образование сателлитных ростовых доменов зависит от режима напыления эпитаксиальных пленок LSMO.

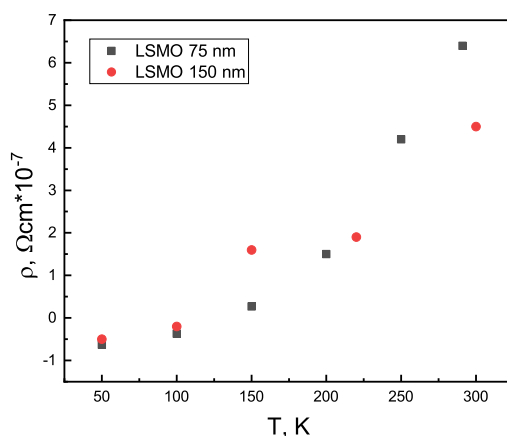


Рис. 7. Температурные зависимости холловского сопротивления $\rho(T)$, измеренные в поле $H = 1.32$ кЭ, для пленок LSMO толщиной 75 нм (черные квадраты) и 150 нм (красные кружки)

3.3. Эффект Холла в пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ разной толщины

Удельное сопротивление Холла (рис. 6) ферромагнитных материалов определяется сложением двух членов: $\rho H = R_O H + 4\pi R_S M$, где H — магнитное поле, M — намагниченность, R_O и R_S — обычный и аномальный коэффициенты Холла соответственно. В нашем случае пленки LSMO показывают отрицательные значения R_O , что указывает на электронный характер носителей заряда в обоих образцах.

Измерения удельного электрического сопротивления ρ в зависимости от температуры T и магнитного поля H проводились в диапазоне температур от 50 до 300 К и при магнитных полях от нуля до ± 15 кЭ. Во всех экспериментах магнитное поле было приложено перпендикулярно поверхности пленки. На рис. 6 показана зависимость $\rho(H)$ для пленок LSMO толщиной 75 и 147 нм. При более низких полях наблюдается ожидаемый аномальный эффект Холла, связанный с вращением вектора намагниченности доменов и движением доменных границ, а при более высоких полях — ожидаемая отрицательная линейная зависимость для электронного характера носителей [25, 26].

Для пленок толщиной 75 и 147 нм были проведены исследования холловского сопротивления $\rho(T)$ при магнитном поле $H = 13.2$ кЭ. На рис. 7 представлены температурные зависимости $\rho(T)$, значения которых взяты из холловских кривых, представленных на рис. 6. На рис. 1б было показано увеличение межплоскостного расстояния в пленках

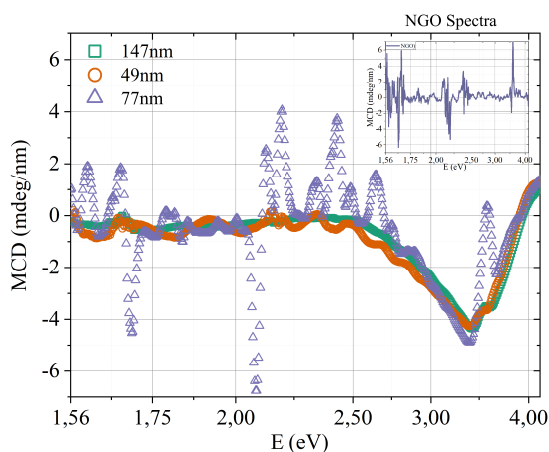


Рис. 8. Спектральная зависимость магнитного циркулярного дихроизма для образцов LSMO (147 нм) — зеленые квадраты, LSMO (49 нм) — оранжевые кружки, LSMO (77 нм) — фиолетовые треугольники; на вставке показан спектр подложки NGO

с толщиной 147 нм относительно пленки с толщиной 75 нм. Согласно работе [27] это свидетельствует об увеличении сжимающего напряжения в пленке при увеличении ее толщины. В манганитах при малых искажениях решетки магнитотранспортные параметры зависят от относительного изменения объема элементарной ячейки и двуосного искажения [24]. Однако при уменьшении температуры мы можем наблюдать практически одинаковые значения удельного холловского сопротивления, что может быть связано с полным переходом пленок в ферромагнитное состояние (температура Кюри у обеих пленок составляет около 350 K) и переходом от прыжкового к металлическому типу проводимости.

3.4. Магнитный циркулярный дихроизм в пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ различной толщины

В данном разделе представлены результаты измерений магнитного циркулярного дихроизма (МЦД) в проходящем свете для эпитаксиальных пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ различной толщины. Данные исследования были выполнены с целью изучения спиновой поляризации подвижных носителей заряда и особенностей электронной структуры материала. МЦД в геометрии Фарадея определяется как разность коэффициентов поглощения для света с правой и левой циркулярными поляризациями в присутствии внешнего магнитного поля. Поскольку данный эффект наблюдается непосредственно при энергии электронного перехода и описывается

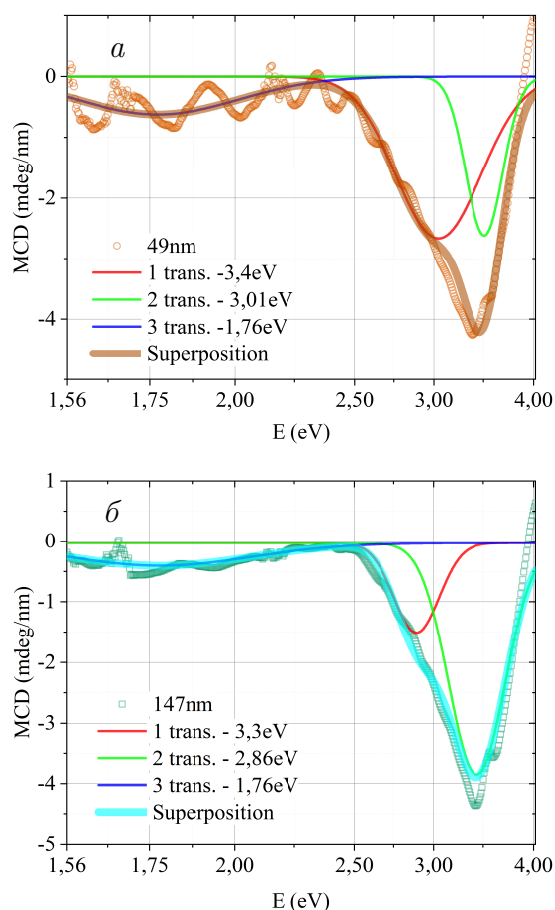


Рис. 9. а — Спектр МЦД для образцов LSMO (49 нм) — оранжевые кружки, и разделение на гауссовы линии при энергиях 3.4 эВ — красная линия, 3.01 эВ — зеленая линия, 1.76 эВ — синяя линия, а также суперпозиция этих линий — оранжевая линия. б — Спектр МЦД для образцов LSMO (147 нм) — зеленые квадраты, и разделение на гауссовы линии при энергиях 3.3 эВ — красная линия, 2.86 эВ — зеленая линия, 1.76 эВ — синяя линия, а также суперпозиция этих линий — голубая линия.

диссипативной формой линии, его можно использовать для анализа спин-зависимых электронных структур в LSMO [27]. Измерения спектров МЦД проводились при комнатной температуре в магнитном поле до 8 кЭ, приложенном перпендикулярно плоскости образца вдоль направления волнового вектора света (геометрия Фарадея). Спектральный диапазон исследований охватывал энергии от 1.5 до 4 эВ. На рис. 8 представлены спектры МЦД для пленок LSMO толщиной 49, 77 и 147 нм, демонстрирующие три основные спектральные особенности вблизи энергий 1.8, 2.4 и 3.1 эВ, которые можно выделить как вклад в магнитооптическую активность в качестве нескольких гауссовых линий с соответствующей энергией.

3.5. Анализ спектров МЦД

Спектры МЦД, представленные на рис. 8, 9, нормированы по величине эффекта на толщину (удельный эффект Фарадея) в связи с тем, что данный эффект пропорционален толщине исследуемого объекта. Для пленки толщиной 77 нм наблюдаются дополнительные пики поглощения, связанные с влиянием подложки NGO. В связи с этим наблюдаются интенсивные узкие линии на спектре МЦД в диапазоне 1–4.0 эВ. Согласно работе [27] спектры МЦД могут быть аппроксимированы линиями гауссовой формы, при этом положение центра каждой линии соответствует энергии соответствующего электронного перехода. Основной пик МЦД в диапазоне 2.5–4 эВ может соответствовать электронным переходам между состояниями $O-2p$ и $Mn-3d$. Величина магнитного циркулярного дихроизма линейно зависит от толщины пленки. Полученные спектральные зависимости МЦД согласуются с предыдущими исследованиями магнитооптических свойств LSMO [27–30]. Однако при энергии около 3 эВ и при толщине 147 нм линия описывается с дополнительным поглощением от $d-d$ -переходов в ионах Mn_{4+} при энергии 2.86 эВ [27], что может быть связано с изменением кристаллической решетки (см. рис. 1 б). Поведение спектров МЦД коррелирует с электронными переходами, однако при рассмотрении структур с разными параметрами решеток сложно сделать однозначный вывод о природе вкладов в итоговый спектр МЦД в LSMO. Отметим, что и интенсивность, и энергии переходов изменяются при изменении толщин пленки, как показано на рис. 1 б, и зависят от параметра кристаллической решетки $a_{\perp}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью различных экспериментальных методов были исследованы магнитные и проводящие характеристики тонких пленок LSMO различной толщины, выращенных в идентичных условиях. Были исследованы зависимости полей одноосной и кубической магнитных анизотропий для пленок $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ с толщиной до 147 нм. Было показано, что с изменением толщины эти величины изменяются нелинейно, что связано с изменениями в кристаллической решетке. С помощью магнитно-силовой микроскопии была исследована зависимость вида магнитных доменных структур пленок LSMO на подложке NGO от толщины пленки. Была продемонстрирована эволюция магнитных доменов с увеличением толщины пленок, а также

изменение периода полосовых доменов. Нами были выделены критические диапазоны значений толщины, в которых происходит изменение вида и/или размера доменной структуры пленок LSMO, выращенных на подложках NGO в одинаковых условиях. Была изучена холловская проводимость пленок LSMO с разным типом доменной структуры. Результаты показали, что несмотря на различие напряженностей в пленках, вызванных рассогласованием между пленкой и подложкой, мы наблюдаем качественно и количественно похожие зависимости холловского сопротивления от температуры. Исследования магнитного циркулярного дихроизма в геометрии Фарадея показали, что для пленок с разным параметром кристаллической решетки $a_{\perp}$ интенсивности и энергии переходов различаются. Возможность управлять магнитными свойствами одной структуры путем изменения ее толщины, потенциально может упростить создание элементной базы для устройств спинтроники и магноники.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН № FFWZ-2025-0018.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack, R. A. Fastnacht, R. Ramesh, and L. H. Chen, *Science* **264**, 413 (1994).
2. H. Y. Hwang, S.-W. Cheong, N. P. Ong, and B. Batlogg, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2041 (1996).
3. M. Ziese, *Rep. Prog. Phys.* **65**, (2002).
4. F. Trier, P. Noel, J.-V. Kim et al., *Nat. Rev. Mater.* **7**, 258 (2021).
5. Y. Han, B. Lao, X. Zheng et al., *Front. Mater.* **11**, 1444769 (2024).
6. J.-H. Park, E. Vescovo, H.-J. Kim et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1953 (1998).
7. Y. Wu, Y. Suzuki, U. Rüdiger et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2295 (1999).
8. S. K. Chaluvadi, F. Ajejas, P. Orgiani et al., *J. Phys. D* **53**, 375005 (2020).
9. J. Dho, N. H. Hur, I. S. Kim, and Y. K. Park, *J. Appl. Phys.* **94**, 7670 (2003).
10. J. Dho, Y. N. Kim, Y. S. Hwang et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1434 (2003).
11. C. Kwon, M. C. Robson, K.-C. Kim et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2295 (1999).

12. Y. Wu, Y. Matsushita, and Y. Suzuki, Phys. Rev. B **64**, 220404 (2001).
13. P. Perna, D. Maccariello, F. Ajejas et al., Adv. Funct. Mater. **27**, 1700664 (2017).
14. M. Salehi-Fashami and N. D'Souza, J. Magn. Magn. Mater. **438**, 76 (2017).
15. M. Farle, Rep. Prog. Phys. **61**, 755 (1998).
16. V. V. Demidov, G. A. Ovsyannikov, A. M. Petrzhik et al., J. Appl. Phys. **113**, 163908 (2013).
17. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Физматлит, Москва (1994).
18. M. V. Pitke, Czech. J. Phys. **21**, 467 (1971).
19. R. W. James, *The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays*, Ox Bow Press, Woodbridge (1982).
20. A. M. Miller, M. Lemon, M. A. Choffel et al., Z. Naturforsch. B **77**, 313 (2022).
21. J. Dho and N. H. Hur, J. Magn. Magn. Mater. **318**, 23 (2007).
22. S. R. Bakaul, W. Lin, and T. Wu, Appl. Phys. Lett. **99**, 042503 (2011).
23. D. Lan, P. Chen, C. Liu et al., Phys. Rev. B **104**, 125423 (2021).
24. Г. А. Овсянников, А. М. Петржик, И. В. Борисенко и др., ЖЭТФ **56**, 135 (2009).
25. W. Westerburg, F. Martin, P. J. M. van Bentum, J. A. A. J. Peremboom, and G. Jakov, Eur. Phys. J. B **14**, 509 (2000).
26. M. Granada, B. Maiorov, M. Sirena, L. B. Steren, and J. Guimpel, J. Magn. Magn. Mater. **509**, 272 (2004).
27. H. L. Liu, K. S. Lu, M. X. Kuo, L. Uba, S. Uba, L. M. Wang, and H. T. Jeng, J. Appl. Phys. **99**, 043908 (2006).
28. J. Mistrik, T. Yamaguchi, M. Veis et al., J. Appl. Phys. **99**, 08Q317 (2006).
29. M. Veis, S. Visnovsky, Ph. Lecoer et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 195002 (2009).
30. Yu. E. Samoshkina, I. S. Edelman, M. V. Rautskii, and M. S. Molokeev, J. Alloys Compd. **782**, 30334 (2019).