

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ОДНОНАПРАВЛЕННОЙ АНИЗОТРОПИИ И СВЯЗАННЫХ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Т. А. Шайхулов ^{a*}, А. А. Матвеев ^{a,b}, В. В. Демидов ^a, А. С. Федоров ^{a,b}, В. Е. Сизов ^c,
М. П. Темиряева ^c, А. Г. Темиряев ^c, А. Р. Сафин ^{a,d}, М. Н. Маркелова ^e,
В. А. Амеличев ^f, Д. В. Калябин ^{a,b,g}, С. А. Никитов ^{a,b,h}

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

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

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

^d Национальный исследовательский университет «МЭИ»
111250, Москва, Россия

^e Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, химический факультет
119991, Москва, Россия

^f С-Инновации
117246, Москва, Россия

^g Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
109028, Москва, Россия

^h Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского,
лаборатория «Магнитные метаматериалы»
410012, Саратов, Россия

Поступила в редакцию 2 июня 2025 г.,
после переработки 7 июля 2025 г.
Принята к публикации 23 июля 2025 г.

Методом магнетронного распыления выращена серия гетероструктур $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с различной толщиной антиферромагнитного слоя SrMnO_3 . Методом ферромагнитного резонанса определены магнитные характеристики гетероструктуры $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, в том числе величина однонаправленной анизотропии при различной толщине антиферромагнитного слоя SrMnO_3 . Представлены результаты рентгеноструктурного исследования полученных образцов и оценено изменение магнитооптического эффекта в ферромагнитной пленке $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ при нанесении антиферромагнитного слоя SrMnO_3 . Изучалась структура доменов во внешнем магнитном поле с помощью магнитно-силовой микроскопии. Наблюдалась V-образные магнитные доменные структуры в гетероструктурах $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, управляемые малыми магнитными полями.

DOI: 10.31857/S0044451025100062

1. ВВЕДЕНИЕ

Перовскитные манганиты представляют интерес из-за их многочисленных физических свойств, которые включают колоссальное магнитосопротивление, относительно высокие температуры Кюри, фазовое

* E-mail: shcaihulov@hitech.cplire.ru

разделение и взаимодействие между электронами [1–3], а также их потенциальных применений [4, 5]. Одним из наиболее многообещающих материалов в семействе манганитов является $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$, обладающий полуметаллическими свойствами, колоссальным магнитосопротивлением и высокой температурой Кюри [3, 6]. $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ имеет сильно коррелированную электронную систему со сложными взаимодействиями между его спином, зарядом и орбитальной степенью свободы [7]. При этом многие параметры чувствительны к таким внутренним или внешним возмущениям, как деформация решетки и стехиометрия кислорода [8–10].

Эпитаксиальные пленочные гетероструктуры манганитов смешанной валентности открывают возможности для создания устройств, основанных на магнитных явлениях и конкурирующих граничных взаимодействиях в двухслойной структуре ферромагнетик/антиферромагнетик (ФМ/АФМ). Одним из пограничных явлений считается возникновение дополнительной однонаправленной анизотропии. Ее появление объясняется обменным взаимодействием на границе между ФМ- и АФМ-слоями. Пленка SrMnO_3 (SMO) относится к семейству $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$. Обычно полиморфы SMO обладают антиферромагнитными диэлектрическими свойствами G-типа с температурой Нееля (T_N), которая изменяется в интервале от 260 до 278 К [11]. Однако в нашей работе приводятся доказательства антиферромагнитного упорядочения пленки SrMnO_3 при комнатной температуре. Иными словами, температура Нееля в наших гетероструктурах превышает комнатную температуру. Границы двухслойных структур АФМ/ФМ представляют интерес в связи с развитием АФМ-спинтроники. Помимо фундаментального интереса, эти структуры уже нашли применение в устройствах спинтроники, таких как устройства магнитной памяти с произвольным доступом и датчики магнитного поля на основе гигантского магнитосопротивления, за счет эффекта закрепления спинов на границе АФМ/ФМ [12, 13]. Обменное смещение или однонаправленная анизотропия возникает в гетероструктурах магнитных материалов, что вызывает сдвиг кривой намагничивания ферромагнитного слоя. Обменное смещение характеризуется смещением центра макроскопической петли магнитного гистерезиса $M(H)$ (намагниченность образца от магнитного поля) от начала координат вдоль оси поля обменного смещения \mathbf{H}_E [14, 15]. Считается, что спиновая структура на границе АФМ/ФМ является основной причиной однонаправленной анизотропии. Тем не менее при

изготовлении тонких пленок возникают структурные дефекты, такие как шероховатость интерфейса, взаимная диффузия, кислородная нестехиометрия, границы зерен и структурные дефекты. Все эти дефекты влияют на обменно-связанные спины на интерфейсе АФМ/ФМ.

Ранее несколько экспериментов продемонстрировали, что тонкий слой АФМ, разделяющий слой ФМ и слой немагнитного металла (НМ), может передавать и эффективно усиливать спиновый ток [16, 17]. Слой ФМ в условиях ферромагнитного резонанса (ФМР) возбуждает спиновый ток, который преобразуется в слое АФМ и может быть обнаружен с помощью обратного спинового эффекта Холла в НМ-слое [18, 19]. Одна из самых интригующих особенностей заключалась в том, что обнаруженный спиновый ток имел амплитуду большую, чем при отсутствии антиферромагнитной прослойки. Таким образом, изучение двухслойных структур АФМ/ФМ имеет прикладные перспективы в спинтронике.

Антиферромагнитные оксиды имеют большой потенциал для создания спинтронных устройств следующего поколения, благодаря уникальным свойствам, таким как стабильность во внешних магнитных полях и сверхбыстрое спиновое возбуждение. Кроме того, наличие АФМ-слоя позволяет использовать терагерцевый или субтерагерцевый режимы, что важно для высокоскоростных приложений спинтроники [20].

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Тонкие пленки LSMO напылялись на полированные монокристаллические подложки (110) NdGaO_3 (NGO) размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$ и толщиной 0.5 мм. После нанесения ферромагнитного слоя напылялся антиферромагнитный слой SMO. Подготовка подложек заключалась в их очистке в органическом растворителе (ацетоне) в ультразвуковой ванне и сушке в потоке сжатого воздуха. Эпитаксиальный рост пленок LSMO и SMO происходил при температуре подложки 800°C в смеси газов Ar и O_2 , в соотношении 3:2, при давлении 0.5 мбар и мощности ВЧ-генератора катода магнетрона 50 Вт. Использовались поликристаллические мишени LSMO и SMO. Скорость роста при этих параметрах составляет 0.25 нм/мин для обоих слоев. После напыления пленки необходимой толщины в камеру нагнетался кислород под давлением 1 атм. с постепенным понижением температуры до 500°C , а затем следовало естественное охлаждение до комнатной темпе-

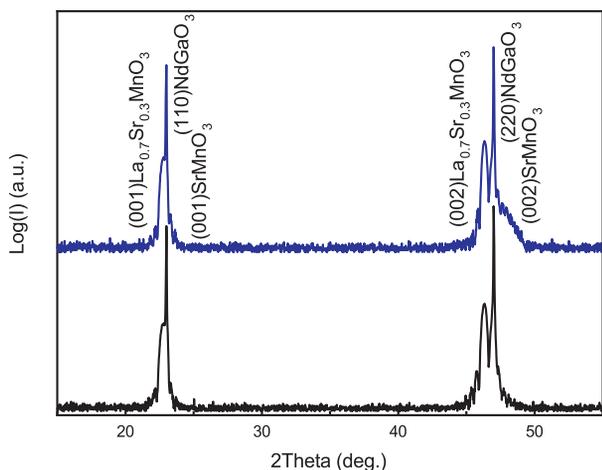


Рис. 1. Сравнение двух дифракционных картин гетероструктур с различной толщиной антиферромагнитного слоя: SMO(10 нм)/LSMO(44 нм) (верхняя линия) и SMO(2 нм)/LSMO(44 нм) (нижняя линия)

ратуры. Напыленные пленки исследовались методами рентгеновской дифракции в 2θ - ω -симметричной геометрии (рис. 1) и рентгеновского ϕ -сканирования (рис. 2) с использованием рентгеновского дифрактометра Rigaku Smartlab (излучение $\text{Cu } K_{\alpha 1}$).

На рис. 1 показаны участки дифракционной картины от 10° до 54° (2θ), которые показывают, что в обоих образцах этой серии выросли как пленка LSMO с ориентацией (001), так и пленка SMO с ориентацией (001). Согласно результатам рентгеновской дифракции, слой LSMO имеет постоянную решетки вдоль оси c , равную 3.918 \AA , что больше постоянной решетки для кристалла LSMO ($a = 3.880 \text{ \AA}$). Этот результат показывает, что пленка LSMO находится в состоянии растяжения в направлении, перпендикулярном плоскости подложки. Растягивающая деформация вдоль перпендикулярного направления была связана с деформациями сжатия в плоскости подложки NGO, постоянная решетки которой составляет 3.864 \AA . Постоянная решетки слоя SMO вдоль оси c составляет 3.858 \AA , что почти соответствует объемному значению 3.857 \AA . Это свидетельствует о том, что слой SMO подвергается незначительной растягивающей деформации при нанесении на пленку LSMO.

Примесные фазы не наблюдались ни в одном из образцов.

На рис. 2 показаны рентгеновские ϕ -сканы пленки LSMO для гетероструктуры SMO(10 нм)/LSMO(44 нм). Эти результаты наглядно показывают, что пленка LSMO на подложке NGO росла

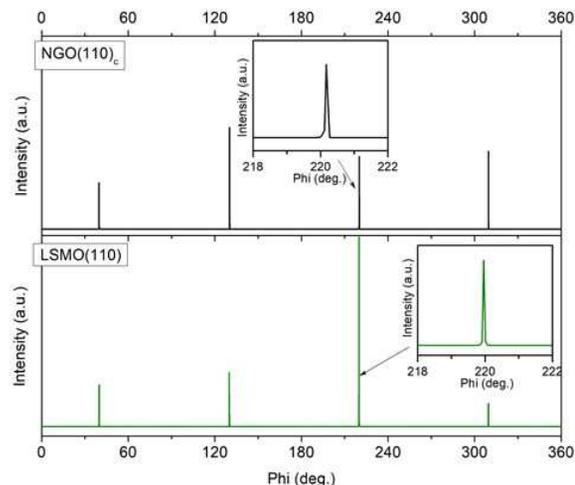


Рис. 2. Рентгеновские ϕ -сканы пленки LSMO на подложке NGO в гетероструктуре SMO(10 нм)/LSMO(44 нм)

эпитаксиально в ориентации куб-куб (пики пленки находятся под тем же углом ϕ , что и пики подложки).

Гетероструктуры SMO/LSMO исследовались методом ФМР с целью определения величины однонаправленной анизотропии, возникающей при напылении АФМ-слоя SMO на ФМ-слой LSMO. Использовался спектрометр Bruker ER 200, работающий в X-диапазоне ($\omega/2\pi = 9.6 \text{ ГГц}$). Наличие однонаправленной анизотропии приводит к изменению угловой зависимости величины резонансного поля (величина резонансного поля не повторяется при повороте образца на 180°) [21]. Этот результат свидетельствует о наличии в образце однонаправленной анизотропии, которая возникает в присутствии АФМ-слоя.

Для изучения влияния слоя SMO на доменную структуру ферромагнитной пленки LSMO использовалась магнитно-силовая микроскопия (МСМ). При этом визуализации магнитных доменов обеспечивалась магнитостатическим взаимодействием между зондом и образцом. Магнитную структуру самых разных образцов можно исследовать с помощью МСМ с разрешением до 10 нм. Изображение магнитного поля рассеяния получают путем медленного сканирования зонда по поверхности образца в растровом режиме. В работе представлены изображения, полученные в нулевом поле при комнатной температуре. Наблюдаемые светлые и темные контрастные области представляют собой домены с противоположно ориентированной намагниченностью, перпендикулярной к плоскости образца, поскольку метод МСМ восприимчив только к нор-

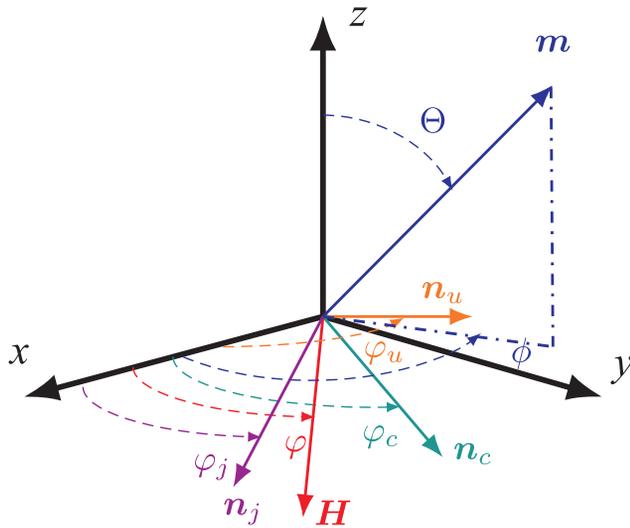


Рис. 3. Ориентация нормированного вектора намагниченности \mathbf{m} , внешнего магнитного поля \mathbf{H} , векторов направления одноосной \mathbf{n}_u и однонаправленной \mathbf{n}_j анизотропий относительно декартовой системы координат xyz . Вектор, соответствующий проекции легкой оси кубической кристаллографической анизотропии на плоскость пленки, обозначен как \mathbf{n}_c

мальной компоненте намагниченности.

Для изучения полученных доменных структур были проведены эксперименты по спектроскопии магнитного кругового дихроизма (МКД) с целью определения влияния толщины слоя SMO на спиновые характеристики гетероструктуры.

МКД — это метод изучения и определения характеристик спиновых и возбужденных электронных состояний магнитных материалов [22]. Этот метод спектроскопии, основанный на измерении разности поглощения левоциркулярно поляризованного (ЛЦП) и правоциркулярно поляризованного (ПЦП) света, МКД индуцируется в образце магнитным полем, сонаправленным с распространением света.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Магнитные параметры гетероструктуры $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

Для теоретической обработки экспериментально полученных угловых зависимостей резонансного поля укажем все вклады в функционал свободной энергии. Во-первых, ферромагнитный слой исследуемой гетероструктуры представляет собой тонкую пленку. Это означает, что необходимо учитывать анизотропию формы, энергетический вклад которой минимален, когда вектор намагниченности

ферромагнетика \mathbf{M} лежит в плоскости пленки. Во-вторых, необходимо учесть кубическую кристаллографическую анизотропию, характерную для образцов LSMO [23]. Кроме того, из-за несоответствия кристаллографических параметров LSMO и подложки NGO появляется энергетический вклад от одноосной плоскостной анизотропии. При комнатной температуре такая анизотропия может сильнее влиять на угловые зависимости резонансного поля, чем кристаллографическая кубическая анизотропия [24]. Влияние антиферромагнитного слоя на угловые зависимости резонансного поля учтено путем включения вклада однонаправленной магнитной анизотропии в функционал свободной энергии. Введем декартову систему координат xyz , как показано на рис. 3. При приложении внешнего магнитного поля \mathbf{H} в этой системе координат энергия ферромагнитного слоя имеет вид

$$\mathbf{F} = -M_f (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}) - \frac{M_f H_u}{2} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n}_u)^2 + F_{mc} + 2\pi M_f^2 (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_z)^2 - M_f H_j (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n}_j). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_f$ — вектор намагниченности, нормированный на намагниченность насыщения ферромагнитного слоя M_f , H_u — величина поля одноосной внутрислойной анизотропии, вектор направления которой $\mathbf{n}_u = (\cos \varphi_u, \sin \varphi_u, 0)$, где φ_u — угол между осью x и вектором \mathbf{n}_u , H_j — величина поля однонаправленной магнитной анизотропии, вектор направления которой $\mathbf{n}_j = (\cos \varphi_j, \sin \varphi_j, 0)$, где φ_j — угол между осью x и вектором \mathbf{n}_j . Четвертый член в уравнении (1) представляет энергетический вклад от анизотропии формы. Третье слагаемое в правой части (1) представляет собой объемную плотность энергии кристаллографической анизотропии

$$F_{mc} = -\frac{M_f H_c}{4} \sum_{i=1}^3 m_i^4,$$

где m_1, m_2, m_3 — проекции вектора \mathbf{m} на кристаллографические направления и H_c — величина поля кубической кристаллографической анизотропии. Введем вектор $\mathbf{n}_c = (\cos \varphi_c, \sin \varphi_c, 0)$, представляющий собой проекцию оси легкого намагничивания на плоскость xy в кубическом кристалле LSMO [23]. В этом случае энергетический вклад кубической кристаллографической анизотропии в используемой системе координат определяется следующим выражением:

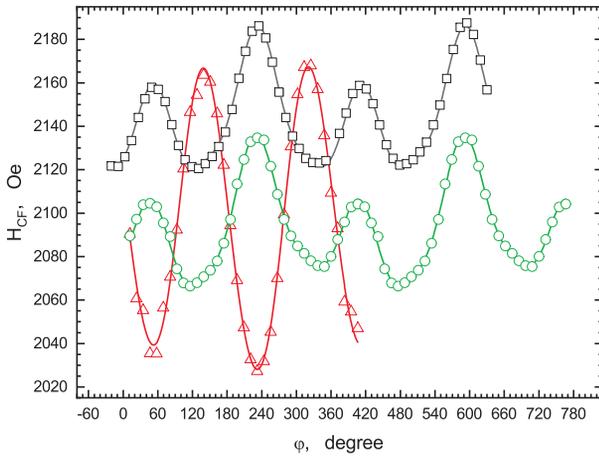


Рис. 4. Угловые зависимости резонансного поля H_r . Черные квадраты — SMO(2 нм)/LSMO(44 нм), зеленые кружки — SMO(10 нм)/LSMO(44 нм), красные треугольники — LSMO(44 нм) отражают экспериментальные результаты. Сплошные линии показывают аппроксимацию с использованием теоретических кривых, полученных путем решения уравнения (4)

$$\mathbf{F} = -\frac{M_f H_c}{4} \left[(m_x^4 + m_y^4) \left(\frac{3 - \cos 4\varphi_c}{4} \right) + \frac{3}{2} (1 + \cos 4\varphi_c) m_x^2 m_y^2 + (m_x m_y^3 - m_x^3 m_y) \sin 4\varphi_c \right]. \quad (2)$$

Будем считать, что внешнее магнитное поле достаточно велико и векторы \mathbf{m} и \mathbf{H} сонаправлены в стационарном случае. Тогда резонансное условие [25] можно записать как

$$\left(\frac{\omega_r}{\gamma} \right)^2 = \frac{1}{M_f^2} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \Theta^2} - \frac{\partial^2 F}{\partial \phi \partial \Theta} \right)_{\Theta = \Theta_0, \phi = \phi_0}, \quad (3)$$

где ω_r — резонансная частота, γ — гиромагнитное отношение, $\Theta_0 = \pi/2$, $\phi_0 = \varphi$ — углы стационарного направления вектора \mathbf{m} . Подстановка (1) в (3) дает

$$\left(\frac{\omega_r}{\gamma} \right)^2 = \left[H_r + H_j \cos(\varphi - \varphi_j) + H_u \cos^2(\varphi - \varphi_u) + 4\pi M_f + \frac{3 - \cos 4(\varphi_c - \varphi)}{4} H_c \right] \left[H_r + H_j \cos(\varphi - \varphi_j) + H_u \cos 2(\varphi - \varphi_u) - H_c \cos 4(\varphi - \varphi_c) \right]. \quad (4)$$

Выражение (4) представляет собой квадратное уравнение относительно величины резонансного поля H_r . Такое уравнение имеет два решения, но нас интересует только такое, где H_r неотрицательно. Явная запись решения уравнения (4) оказалась

Таблица. Магнитные параметры гетероструктур SMO/LSMO, полученные из угловой зависимости резонансного поля (см. уравнение (4))

Параметры	SMO(10 нм)/LSMO(44 нм)	SMO(2 нм)/LSMO(44 нм)
$4\pi M_f$, Э	3049 ± 0.6	2877.7 ± 0.5
H_c , Э	-2.8 ± 0.1	-3.1 ± 0.1
H_u , Э	27.2 ± 0.3	28.5 ± 0.2
H_j , Э	62.4 ± 1.1	53.6 ± 0.8
φ_u , град.	138.6 ± 1.5	142.8 ± 1.2
φ_j , град.	67.0 ± 1.5	53.0 ± 1.7
φ_c , град.	94.0 ± 0.7	98.0 ± 0.6

довольно громоздкой, однако с ее помощью удалось определить параметры исследуемой структуры. Экспериментально полученные угловые зависимости резонансного поля и их аппроксимация теоретическими кривыми приведены на рис. 4. Полученные магнитные параметры представлены в таблице. Отметим, что для исследуемых образцов оказалось, что $\phi_u - \phi_c \approx 45^\circ$. Данный результат подтверждается проведенными ранее исследованиями аналогичных гетероструктур [23, 26].

3.2. Доменная структура гетероструктуры SrMnO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃

На рис. 5 представлены МСМ-изображения гетероструктуры SMO/LSMO с толщиной слоя LSMO 44 нм и SMO около 2 нм, который вырос не сплошной пленкой, а «островковыми» образованиями на пленке LSMO. В нашем случае пленки LSMO толщиной 44 нм не имеют перпендикулярной компоненты намагниченности (нет МСМ-контраста), однако за счет осаждения «островковой» пленки SMO толщиной около 2 нм возникают V-образные магнитные структуры (см. рис. 5). Размеры структур составляют около 2 мкм. Вблизи островков обнаруживаются V-образные домены. Причина возникновения таких доменов связана с дефектом, вызванным нанесением слоя SMO с постоянной кристаллической решеткой, существенно меньшей, чем у пленки LSMO, на что указывает рентгеновское изображение, представленное на рис. 1 (отсутствие пика от пленки SMO на дифрактограмме для образца SMO(2 нм)/LSMO(44 нм)). Аналогичные доменные структуры были обнаружены на образцах, подвергавшихся сжимающим напряжениям [27], или в

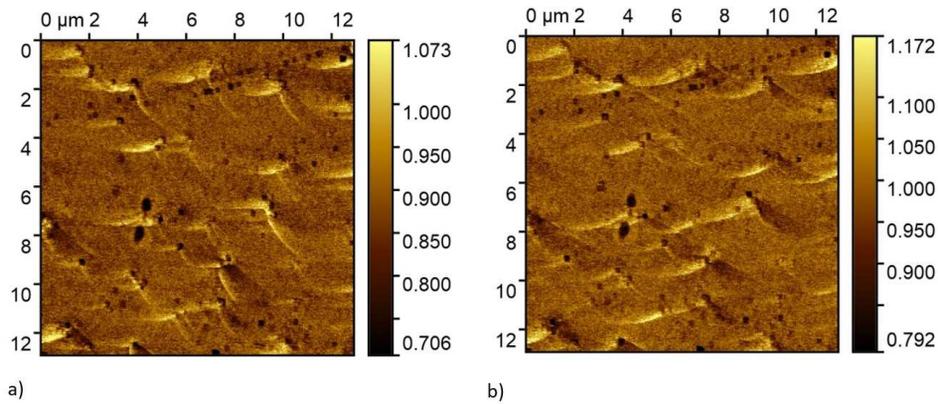


Рис. 5. MFM-изображения гетероструктуры SMO(2 нм)/LSMO(44 нм) в тангенциальном поле $H = -6$ Э (а) и $H = 9$ Э (б). Размер скана 13 мкм

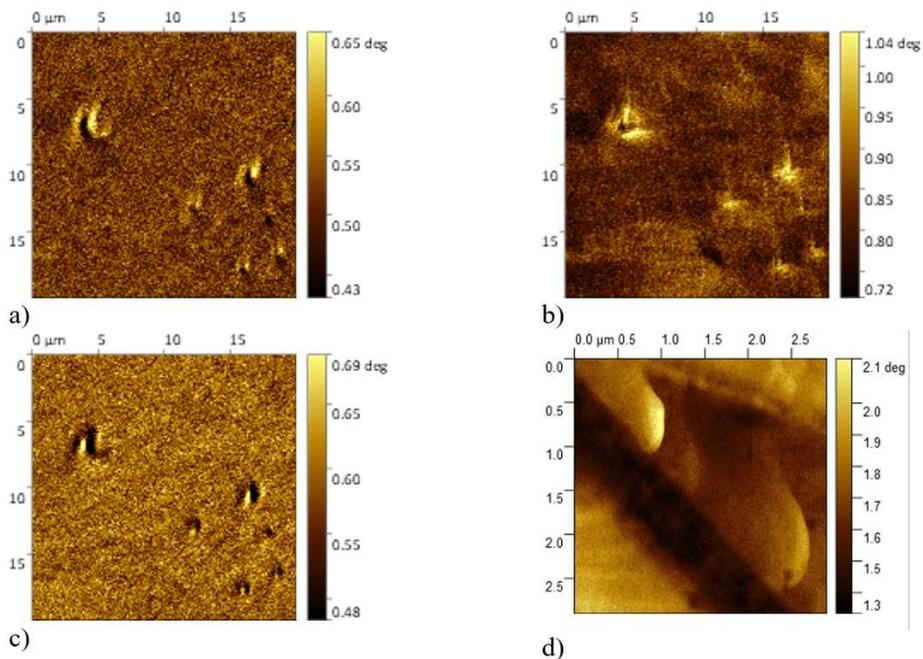


Рис. 6. Магнитный домен, сформированный в гетероструктуре SMO(10 нм)/LSMO(44 нм) при тангенциальном поле $H = 43$ Э (а), $H = 0$ (б), $H = -53$ Э (с); MFM-изображение тонкой (30 нм) пленки LSMO (д)

структурах с искусственно созданными дефектными областями [28].

При приложении магнитного поля ± 50 Э V-образные домены исчезают. Однако, если плавно изменять величину магнитного поля вдоль нормали образца от -50 Э до $+50$ Э (см. рис. 6 а, с), то можно увидеть, что V-образные домены начинают менять свое положение относительно «острова» (черная точка на скане MFM). Можно предположить, что в результате дефектов, вызванных распыле-

нием верхнего слоя SMO, в пленке образовались магнитомягкие области.

На рис. 6 показаны доменные структуры, полученные на гетероструктуре SMO/LSMO с толщиной слоя SMO 10 нм.

Мы предполагаем, что причина образования таких магнитных областей также связана с возникновением напряжений на поверхности пленки LSMO в определенных областях, вызванных осаждением слоя SMO, а не обменными

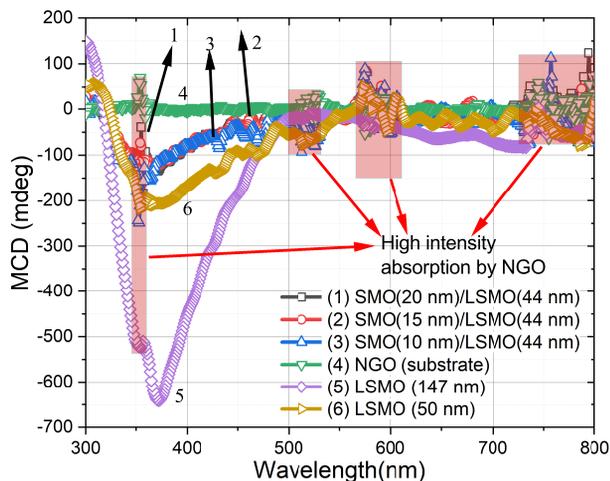


Рис. 7. Спектральная зависимость магнитного кругового дихроизма для образцов SMO(20 нм)/LSMO(44 нм) (черные квадраты), SMO(15 нм)/LSMO(44 нм) (красные кружки), SMO(10 нм)/LSMO(44 нм) (синие треугольники), LSMO(147 нм) (фиолетовые квадраты), LSMO(50 нм) (золотые треугольники) и NGO(500 мкм) (зеленые треугольники). Розовые области на спектрах подчеркивают сильное поглощение подложки NGO

взаимодействиями на интерфейсе антиферромагнетик/ферромагнетик. Основанием для нашей уверенности является то, что со временем в гетероструктуре SMO(10 нм)/LSMO(44 нм) происходила деградация слоя SMO и слой SMO переставал быть антиферромагнитным (исчезал вклад однонаправленной анизотропии в угловую зависимость резонансного поля). Однако при повторном измерении методом магнитно-силовой микроскопии доменные образования восстановились. При приложении тангенциального магнитного поля (в плоскости пленки) напряженностью около 43 Э образуются три области, расположенные рядом друг с другом (рис. 6 а). При изменении поля до 0 все три области сливаются в V-образный домен (см. рис. 6 б). Однако, при изменении направления магнитного поля на -43 Э (рис. 6 с) аналогичные области образуются снова, но с противоположными направлениями намагниченности.

В результате можно сделать вывод, что во всех гетероструктурах SMO/LSMO в нулевых полях образовались V-образные домены. При изменении тангенциального магнитного поля V-образные домены в слабых магнитных полях начинают вращаться. В гетероструктуре с толщиной слоя SMO 10 нм в слабых тангенциальных магнитных полях образовался домен, состоящий из трех связанных областей.

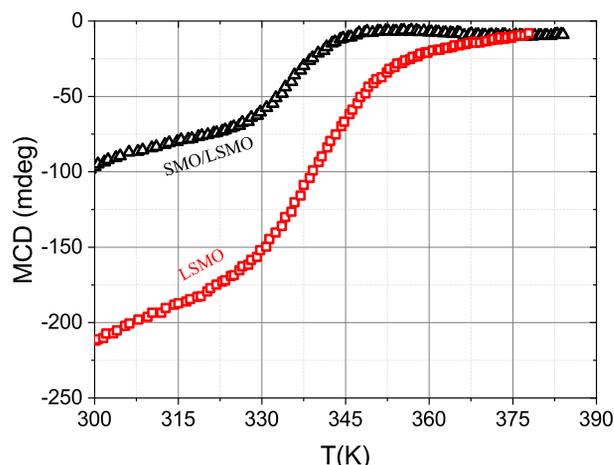


Рис. 8. Температурная зависимость магнитного кругового дихроизма для гетероструктуры SMO(10 нм)/LSMO(44 нм) (черные треугольники), пленка LSMO(50 нм) (красные квадраты)

3.3. Спектроскопия магнитного кругового дихроизма гетероструктур $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

На рис. 7 представлены результаты измерений для гетероструктур SMO/LSMO, полученных на модернизированной магнитооптической системе на базе спектрометра кругового дихроизма Jasco J-1500. Измерения проводились при одинаковой напряженности магнитного поля в зазоре, куда помещалась исследуемая гетероструктура. При этом волновой вектор света и вектор приложенного поля были сонаправлены и перпендикулярны плоскости образца (геометрия Фарадея). Особый интерес для этих материалов представляет диапазон $\lambda = 500\text{--}300$ нм (2.4–4.1 эВ), где магнитооптическая активность LSMO связана с переходом $O\ 2p\text{--}Mn\ 3d$ с переносом заряда при $\lambda = 375$ нм (3.3 эВ [29]). Магнитооптическая активность наших тонких пленок LSMO отчетливо проявляется в виде пика МКД на длине волны света $\lambda = 375$ нм. На рис. 7 магнитооптический эффект обусловлен ферромагнетизмом, возникающим в результате двойного обмена [7] (механизм Зинера) между ионами $Mn\text{--}O\text{--}Mn$. На спектрах отдельно выделены области, где проявилось сильное поглощение подложки NGO.

Для LSMO толщиной 147 нм удельный МКД составляет $644/147 = 4.4$ мград/нм, для LSMO толщиной 50 нм равен $220/50 = 4.4$ мград/нм. С увеличением или уменьшением толщины МО-эффект соответственно увеличивался или уменьшался, что обусловлено линейной зависимостью этого эффекта

от толщины. При нанесении на слой LSMO толщиной 44 нм дополнительного АФМ-слоя толщиной от 10 нм до 20 нм удельный МКД составил $136/44 = 3.09$ мград/нм. Таким образом, наблюдалось снижение магнитооптической активности на 30%. Однако толщина сплошного слоя SMO не влияет на величину МКД. Из этого следует, что SMO не оказывает прямого влияния на магнитооптическую активность и весь вклад в МКД связан с ФМ-слоем LSMO.

В результате напыления дополнительного закрепляющего антиферромагнитного слоя удельная магнитооптическая активность для пленок с антиферромагнитным слоем снижается, что может быть связано с изменением магнитной структуры вблизи интерфейса SMO/LSMO. Возможным объяснением может служить тот факт, что области, в которых возникают V-образные домены, вносят иной, меньший, вклад в магнитооптическую активность.

Похожий эффект наблюдался в работе [29], где было показано, что в результате напыления дополнительного спин-активного слоя Pt изменяется поведение спектров МКД в антиферромагнитном полупроводнике Mn_3Sn . Авторы связывают это с постепенным изменением спиновой текстуры Mn от копланарной неколлинеарной к некопланарной вихревой.

Уменьшение МКД на 30% в нашей работе можно объяснить изменением поведения переноса заряда Mn–O в слое LSMO при взаимодействии с переносом заряда Mn–O из слоя SMO. В результате происходит уменьшение двойного обмена и, следовательно, уменьшение интенсивности перехода переноса заряда в $O\ 2p$ – $Mn\ 3d$ [25, 30].

В ходе эксперимента температура Кюри тонких пленок LSMO и гетероструктур SMO/LSMO на их основе измерялась с помощью МКД (рис. 8). Измерения проводились на специализированном температурном устройстве, позволяющем достигать температур до 500 К. Данный метод позволил с высокой точностью определить температурные точки, при которых образцы теряют ферромагнитные свойства ($MKD \rightarrow 0$) и переходят в парамагнитное состояние. В результате перехода из ферромагнитного состояния в парамагнитное в образце исчезают магнитные эффекты, в том числе и магнитный круговой дихроизм.

Результаты показали, что температура Кюри для чистой пленки LSMO составляет $T_C^{(LSMO)} = 350$ К, а для пленки LSMO в гетероструктуре SMO/LSMO $T_C^{(SMO/LSMO)} = 340$ К. Температура Кюри пленки LSMO в гетероструктуре, скорее

всего, изменилась под действием дополнительного сжатия, вызванного напылением пленки SMO, что согласуется с литературными данными [6, 9].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение стоит еще раз отметить основные достижения данной работы. В эпитаксиальных гетероструктурах $SrMnO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ обнаружена однонаправленная анизотропия при комнатной температуре, что свидетельствует об антиферромагнитном порядке в слое $SrMnO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. При напылении пленки $SrMnO_3$ на ферромагнитный слой $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ с постоянной кристаллической решетки меньшей, чем у $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, наблюдалось появление V-образных доменов.

Благодарности. Выражаем благодарность Л. С. Успенской и Д. А. Волкову за плодотворное обсуждение.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2024-538).

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**, 143 (2002).
4. J. M. D. Coey, M. Viret, and S. von Molnár, *Adv. Phys.* **48**, 167 (1999).
5. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин и др., *УФН* **190**, 1009 (2020) [S. A. Nikitov, A. R. Safin, D. V. Kalyabin, et al., *Phys.–Usp.* **63**, 945 (2020)].
6. Г. А. Овсянников, А. М. Петржик, И. В. Борисенко, А. А. Климов, Ю. А. Игнатов, В. В. Демидов, С. А. Никитов, *ЖЭТФ* **135**, 56 (2009) [G. A. Ovsyannikov, A. M. Petrzhik, I. V. Borisenko, A. A. Klimov, Yu. A. Ignatov, V. V. Demidov, and S. A. Nikitov, *JETP* **108**, 48 (2009)].
7. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Скрябин, *УФН* **171**, 121 (2001) [Yu. A. Izyumov and Yu. N. Skryabin, *Phys.–Usp.* **44**, 109 (2001)].
8. Yan Wu, Y. Suzuki, U. Rüdiger et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2295 (1999).
9. S. K. Chaluvadi, F. Ajejas, P. Orgiani et al., *J. Phys. D* **53**, 375005 (2020).

10. J. Dho, N. H. Hur, I. S. Kim, and Y. K. Park, *J. Appl. Phys.* **94**, 7670, (2003).
11. R. Söndenå, P. Ravindran, S. Stølen, T. Grande, and M. Hanfland, *Phys. Rev. B* **74**, 144102 (2006).
12. B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri, *Phys. Rev. B* **43**, 1297 (1991).
13. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, *Science* **294**, 1488 (2001).
14. J. Nogues and I. K. Shuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
15. C. Binek, *Ising-Type Antiferromagnets: Model Systems in Statistical Physics and in the Magnetism of Exchange Bias*, Springer, Berlin (2003).
16. H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 097202 (2014).
17. C. Hahn, G. de Loubens, V. V. Naletov, J. B. Youssef, O. Klein, and M. Viret, *Europhys. Lett.* **108**, 57005 (2014).
18. R. Khyмын, I. Lisenkov, V. Tiberkevich, A. Slavin, and B. Ivanov, *Phys. Rev. B* **108**, 224421 (2016).
19. А. Л. Хорошилов, А. В. Богач, С. В. Демишев, К. М. Красиков, С. Е. Половец, Н. Ю. Шитсевалова, В. Б. Филипов, Н. Е. Случанко, *Письма в ЖЭТФ* **115**, 150 (2022) [A. L. Khoroshilov, A. V. Bogach, S. V. Demishev, K. M. Krasikov, S. E. Polovets, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, *JETP Lett.* **115**, 130 (2022)].
20. Y. Zhang, J. Chen, J. Zhang, and H. Yu, *Appl. Phys. Rev.* **9**, 041312 (2022).
21. H. C. Choi, C. Y. You, K. Y. Kim, J. S. Lee, J. H. Shim, and D. H. Kim, *Phys. Rev. B* **81**, 224410 (2010).
22. W. Roy Mason, *Magnetic Circular Dichroism Spectroscopy*, Wiley, New Jersey (2007).
23. V. V. Demidov and T. A. Shaikhulov, *J. Magn. Magn. Mater.* **566**, 170299 (2023).
24. В. В. Демидов, И. В. Борисенко, А. А. Климов, Г. А. Овсянников, А. М. Петржик, С. А. Никитов, *ЖЭТФ* **139**, 943 (2011) [V. V. Demidov, I. V. Borisenko, A. A. Klimov et al., *JETP* **112**, 825 (2011)].
25. Ю. Э. Гребенькова, А. Э. Соколов, Е. В. Еремин, И. С. Эдельман, Д. А. Марущенко, В. И. Зайковский, В. И. Чичков, Н. В. Андреев, Я. М. Мукковский, *ФТТ* **55**, 771 (2013) [Yu. E. Greben'kova, A. E. Sokolov, E. V. Eremin, I. S. Edel'man, D. A. Marushchenko, V. I. Zaikovskii, V. I. Chichkov, N. V. Andreev, and Ya. M. Mukovskii, *Phys. Solid State* **55** 842, (2013)].
26. K. Steenbeck and R. Hiergeist, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1778 (1999).
27. A. Hubert and R. Schafer, *Magnetic Domains*, Springer, Berlin (1998).
28. G. Rodríguez-Rodríguez, A. Pérez-Junquera, M. Vélez, J. V. Anguita, J. I. Martín, H. Rubio, and J. M. Alameda, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 3051 (2007).
29. N. Jiang, Y. Deng, X. Liu, D. Zhang, E. Zhang, H. Zheng, K. Chang, C. Shen, and K. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **123** 072401, (2023).
30. T. K. Nath, J. R. Neal, and G. A. Gehring, *J. Appl. Phys.* **105**, 07D709 (2009).