

МАГНИТНО-ТРАНСПОРТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПРЯЖЕННЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ МАНГАНИТНЫХ ПЛЕНОК $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

Г. А. Овсянников^{a,b}, А. М. Петржик^a, И. В. Борисенко^a, А. А. Климов^a,
Ю. А. Игнатов^a, В. В. Демидов^a, С. А. Никитов^a*

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

^b *Chalmers University of Technology
SE-41296, Göteborg, Sweden*

Поступила в редакцию 4 апреля 2008 г.

Проведено комплексное исследование электрофизических и магнитных характеристик эпитаксиальных манганитных пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) в условиях сильной напряженности кристаллической структуры, вызванной рассогласованием параметров кристалла LSMO и подложки. Использовались подложки, у которых параметр решетки как превышал, так и был меньше табличного значения для кристалла LSMO. Показано, что ход температурной зависимости сопротивления пленок в области низких температур не зависит от напряженности пленки и хорошо соответствует расчету, учитывающему взаимодействие электронов с магнитными возбуждениями, в модели двойного обмена системы с сильно коррелированными электронными состояниями. С помощью магнито-оптического эффекта Керра обнаружено, что небольшое (0.3%) орторомбическое искажение кубической решетки в плоскости подложки $(110)\text{NdGaO}_3$ приводит к одноосной анизотропии намагниченности пленки, у которой ось легкого намагничивания лежит в плоскости подложки. В то же время для подложек (LSAT), которые дают минимальную напряженность пленок LSMO, наблюдается двуосная анизотропия, характерная для кубического кристалла. Изучение линий ферромагнитного резонанса на частоте 9.76 ГГц подтвердило результаты магнитооптических исследований и указало на слабую неоднородность ферромагнитной фазы в пленках LSMO.

PACS: 74.45.+c, 74.50.+r, 75.70.Cn

1. ВВЕДЕНИЕ

Редкоземельные манганитные перовскиты со структурой $\text{Re}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (Re — редкоземельные материалы типа La или Nd, а A — щелочноземельные металлы типа Sr или Ca) демонстрируют широкий набор необычных электрических и магнитных свойств, включая эффект колоссального магнитосопротивления (см., обзоры [1–4]). Параметры эпитаксиальных пленок этих материалов очень часто существенно отличаются от свойств монокристаллов. Как было показано в ряде работ [2, 3, 5–12], причиной изменения электрических и магнитных параметров является напряжение в

пленках, вызванное рассогласованием с подложкой, на которую нанесена пленка. Было показано, что трехмерное сжатие кристаллической решетки увеличивает амплитуду вероятности перескока в модели двойного обмена, что ведет к увеличению температуры Кюри (T_C) [12], в то же время двуосные искажения ян-теллеровского типа вызывают усиление локализации электронов и уменьшают T_C [5, 6, 11]. Существенное влияние на магнитные свойства пленок оказывают эффекты фазового расслоения и наличие немагнитного слоя на границе подложка–пленка [9], которые наиболее сильно проявляются в очень тонких пленках (менее 10 нм). Однако целая группа вопросов влияния напряженности на электрофизические и магнитные свойства пленок LSMO оставалась не выясненной и требует

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

дополнительного исследования. Отсутствует подтвержденная экспериментом модель температурной зависимости сопротивления пленок при низких температурах [4], не выяснены вопросы влияния напряженности пленок на магнитную анизотропию [3] и величину температуры Кюри [5, 6] и т. д.

В данной работе представлены результаты комплексного экспериментального исследования эпитаксиальных пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO), нанесенных на подложки с разными параметрами кристаллической структуры. Были выбраны подложки с рассогласованием параметров кристаллографических решеток материала подложки и пленки LSMO от -2.2% до 2.0% . За счет использования одинакового режима напыления удается избежать влияния прочих факторов (исключая напряженности пленок) на магнитотранспортные характеристики пленок. Толщины пленок превышали толщину (3–5 нм) «мертвого» (немагнитного) слоя на границе пленка–подложка [3, 9], но были меньше критической толщины (порядка 100 нм), при которой наблюдается релаксация напряжений в пленке. Изучено изменение электрической проводимости, температуры ферромагнитного перехода и анизотропии намагниченности пленок от напряженности магнитных пленок, вызванной взаимодействием с подложкой.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эпитаксиальные пленки LSMO толщиной 40–100 нм напылялись на подложки (001) LaAlO_3 (LAO), (001) SrTiO_3 (STO), (110) NdGaO_3 (NGO), (001) $((\text{LaAlO}_3)_{0.3}+(\text{Sr}_2\text{AlTaO}_6)_{0.7})$ (LSAT), (110) GdSrO_3 (GSO) и (110) DyScO_3 (DSO)¹⁾ с помощью лазерной абляции (KrF-лазер, $\lambda = 248$ нм) при температуре 600–800 °С и давлении кислорода 0.2 мбар. Охлаждение всех пленок проводилось в одинаковых условиях (10 градусов в минуту при атмосферном давлении), для того чтобы избежать вариации кислорода в пленках²⁾.

Кристаллографические параметры пленок и подложек определялись с помощью четырехкружного рентгеновского дифрактометра измерением рентгеновских дифрактограмм в режиме $2\theta/\omega$ -

¹⁾ Большинство подложек было изготовлено фирмой CrysTec GmbH, Germany.

²⁾ Результаты низкотемпературных измерений сопротивлений пленок LSMO, напыленных на подложки DSO были невозможными вероятно из-за растрескивания пленки при охлаждении. В статье не обсуждаются данные измерений этих пленок.

и φ -сканирования, а также измерением кривых качания.

Сопротивление пленок измерялось четырехточечным методом, исключая влияние контактного сопротивления. Контактные площадки изготавливались катодным напылением Pt через металлическую маску.

Наличие ферромагнитной фазы в пленках LSMO при комнатной температуре позволяет проводить исследования магнитных параметров с помощью меридионального эффекта Керра без дополнительного охлаждения, что упрощает проведение измерения пространственной анизотропии магнитных параметров. Магнитооптическая установка для измерения характеристик образцов состоит из полупроводникового лазера ($\lambda = 0.63$ мкм, $P = 5$ мВт), светоделительной стеклянной пластины для формирования опорного и сигнального лучей, фазовой полуволновой пластины для выбора s - или p -типа поляризации падающего на образец света, поляризатора — анализатора для выделения сигнала, обусловленного меридиональным эффектом Керра, двух фотодиодов, один из которых установлен в опорном, а второй в сигнальном канале. Фотодиоды, работающие в режиме смещения, подключены к дифференциальному резонансному усилителю, настроенному на частоту модуляции интенсивности излучения лазера. Сигнал, пропорциональный изменению угла поворота плоскости поляризации отраженного света, с дифференциального усилителя поступает на аналого-цифровой преобразователь (NI6221) и затем обрабатывается компьютером в программной среде LabView. Исследуемый образец размещается на поворотном столике в зазоре электромагнита. В установке предусмотрена возможность поворота образца вокруг нормали к плоскости подложки в диапазоне углов $0 \dots 360$ град.

Магнитные характеристики измерялись так же посредством магнитного резонанса. Спектры магнитного резонанса снимались на ЭПР-спектрометре ER-200 фирмы Bruker, работающем в трехсантиметровом диапазоне электромагнитных волн (частота 9.76 ГГц). При записи сигналов использовалось синхронное детектирование на частоте модуляции внешнего магнитного поля, величина которой составляла 100 кГц. Исследуемые образцы располагались в СВЧ-резонаторе спектрометра таким образом, что плоскость образца всегда была параллельна направлению постоянного внешнего магнитного поля и магнитной составляющей поля СВЧ. Параллельность плоскости образцов постоянному магнитному полю контролировалась по минимуму ре-

зонансного значения поля линий ферромагнитного резонанса (ФМР). Такое расположение образцов исключало изменение спектров магнитного резонанса из-за анизотропии формы. Вращение образцов осуществлялось вокруг оси, перпендикулярной плоскости образцов.

3. КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Выращенные пленки LSMO были четко ориентированы как относительно нормали к плоскости подложки, так и относительно выделенного направления в плоскости подложки. Параметр межплоскостного расстояния в пленках LSMO вдоль нормали к плоскости подложки a_{\perp} и постоянная решетки подложки a_s определялись по $2\Theta/\omega$ -дифрактограммам рентгеновского сканирования. На рис. 1 показаны $2\Theta/\omega$ -дифрактограммы для пленок LSMO/NGO и LSMO/STO. Видно, что параметр a_{\perp} пленки LSMO сильно зависит от параметра a_s подложки (см. также вставку к рис. 1). Штриховой линией показано положение предполагаемого рефлекса (002)LSMO для объемного (без учета напряжений) материала с размером элементарной кристал-

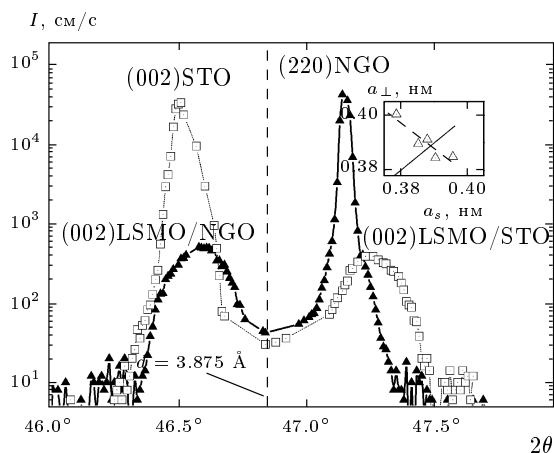


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы $2\Theta/\omega$ для пленок LSMO, напыленных на подложки NGO и STO. Пунктирной линией показано положение предполагаемого рефлекса (002)LSMO для объемного (без учета напряжений) материала [12]. Это значение a_{LSMO} в пределах точности эксперимента совпадает с величиной, полученной из пересечения двух линий (сплошной и штриховой) на вставке к рисунку, где представлена зависимость межплоскостного расстояния a_{\perp} пленок LSMO от параметра подложки a_s .

лической ячейки в псевдокубическом представлении $a_{\text{LSMO}} = 0.3876$ нм, полученного из измерений на поликристаллах LSMO [12]. Совпадающее в пределах ошибки значение постоянной решетки автономной пленки LSMO было получено из экспериментальных данных, представленных на вставке к рис. 1, где показана зависимость измеренного межплоскостного расстояния a_{\perp} пленок LSMO от параметра подложек a_s , определенного соответственно по пикам (002), (003) и (004) пленок LSMO и подложек. Пересечение зависимости $a_{\perp}(a_s)$ с прямой $a_{\perp} = a_s$ дает значение постоянной решетки пленки LSMO $a_{\text{LSMO}} = 0.387 \pm 0.014$ нм, в пределах ошибки эксперимента совпадающей с результатами [12]. Предполагается, что постоянная решетки пленки LSMO в плоскости подложки a_{\parallel} в пределах точности эксперимента совпадает с постоянной подложки a_s , что подтверждается исследованиями дифрактограмм косых срезов для тонких (< 100 нм) пленок и результатами [5]. Следовательно, выращенные манганитные пленки находятся под действием вызванных взаимодействием с подложкой механических напряжений: сжимающих напряжений для NGO и LAO и растягивающих — для подложек STO, LSAT и GSO. Двуосные напряжения в плоскости подложки приводят к искажению кристаллической решетки пленок в перпендикулярном направлении.

Значения возникающих в пленке напряжений в плоскости подложки $\varepsilon_{\parallel} = (a_{\parallel} - a_{\text{LSMO}})/a_{\text{LSMO}}$ и в перпендикулярном направлении $\varepsilon_{\perp} = (a_{\perp} - a_{\text{LSMO}})/a_{\text{LSMO}}$ представлены в табл. 1. Там также приведены значения эффективного объема $V_{\text{eff}} = a_{\parallel}^2 a_{\perp}$. Видно, что сжимающие напряжения в плоскости подложки для пленок LSMO, напыленных на подложки NGO и LAO, увеличивают межплоскостное расстояние a_{\perp} , а растягивающие (для подложек STO) — уменьшают. Точность определения параметров решетки в плоскости подложки составляла с учетом возможных тетрагональных искажений 10^{-3} нм, а в перпендикулярном направлении — 10^{-4} нм, поэтому соответствующие ошибки в вычислении напряжений равны 0.2% для плоскости и 0.02% в перпендикулярном направлении к плоскости подложки.

Отметим, что объем кристаллической решетки пленки LSMO (V_{eff}) не сохраняется при смене подложки. При малых искажениях решетки температура Кюри T_C и другие магнитно-транспортные параметры манганитов зависят от двух параметров: $\varepsilon_b = 2\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}$, относительного изменения объема элементарной ячейки, и двуосного искажения

Таблица 1. Кристаллографические параметры пленок

Подложка	a_s , нм	a_{\perp} , нм	$\Delta\omega$	V_{eff} , нм ³	ε_{\perp} , %	ε_{\parallel} , %	ε_b , %	ε^* , %
NGO	0.3862	0.3906	0.06°	0.058	0.78	-0.34	-0.10	0.53
LAO	0.3787	0.4003	0.15°	0.057	3.28	-2.30	-1.32	2.63
STO	0.3903	0.3845	0.05°	0.059	-0.80	0.70	0.59	-0.71
LSAT	0.38748	0.38753	0.06°	0.058	-0.02	-0.03	-0.08	0.01
GSO	0.3958	0.3836	0.36°	0.060	-1.04	2.11	3.17	-1.48

$\varepsilon^* = (\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel})\sqrt{2/3}$ [6, 11]. Объемные искажения решетки приводят к увеличению или уменьшению T_C в зависимости от знака искажений, а двуосные — всегда вызывают уменьшение T_C . Ниже будет приведено более подробное сравнение изменения T_C , полученного в эксперименте с моделью [11], применимой для малых искажений кубической решетки.

4. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Все исследованные пленки имели резкое уменьшение сопротивления с уменьшением температуры $T < T_C$. При низких температурах ($T < 10$ К) удельное сопротивление всех образцов приближалось к асимптотическому значению $\rho = \rho_0$. Не зависящий от температуры член ρ_0 определяется процессами рассеяния на примесях, дефектах, границах зерен и доменных стенках [13–16]. Наименьшее значение $\rho_0 \approx 8 \cdot 10^{-5}$ Ом·см наблюдается для пленок LSMO/NGO и LSMO/LSAT, которые имеют наиболее совершенную кристаллическую структуру (минимальную $\Delta\omega$). Полученные значения не превышают $\rho_0 = 1.1 \cdot 10^{-4}$ Ом·см для высококачественных пленок LSMO/LSAT [13], но несколько больше, чем для монокристаллов [4]. Если в пленках LSMO/LAO увеличение ρ_0 может быть вызвано двойникованием подложки, приводящим к уширению кривой качания (см. табл. 1), то в пленках LSMO/STO причины повышения ρ_0 не выявлены. Отметим, что кривые качания для пленок LSMO/STO и LSMO/NGO совпадают, что указывает на высокое кристаллографическое качество структур LSMO/STO (см. табл. 1). Температурные зависимости $\rho(T)$, наблюдаемые в манганитах при низких температурах можно объяснить в рамках модели двойного обмена [1, 4, 14, 16].

Сильное электрон-электронное рассеяние обычно дает член ρ_1 , пропорциональный T^2 . Согласно расчетам Кубо (см. обзоры [1, 4]), рассеяние

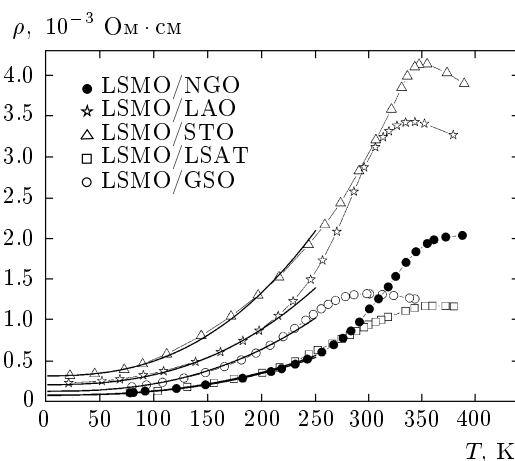


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления пленок. Сплошными линиями показаны приближения $\rho(T) = \rho_0 + \rho_1 T^{2.5}$. Параметры приближения $\rho(T)$, полученные из анализа зависимостей $\rho(T)$ в логарифмическом масштабе, приведены в табл. 2

электронов на магнонах с уменьшением температуры дает член $\rho_2 \propto T^{4.5}$. Зависимость $\rho_2 \propto T^{4.5}$ действительно наблюдалась для манганитных пленок $\text{La}_{0.67}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$, напыленных на подложках (001)LSAT [16]. Анализ температурных зависимостей сопротивления наших пленок путем построения в двойном логарифмическом масштабе (рис. 2) показал, что в области низких температур (4.2–200 К) $\rho(T)$ пленок с хорошей точностью описывается выражением

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_1 T^n \quad (1)$$

при показателе степени $n = 2.5 \pm 0.1$, которое также наблюдалось в работах [13, 14] для этого материала.

Вызванная электрон-магнонным взаимодействием зависимость $\rho(T) \propto T^{4.5}$ [4] не описывает экспериментальную $\rho(T)$, но может модифицировать сте-

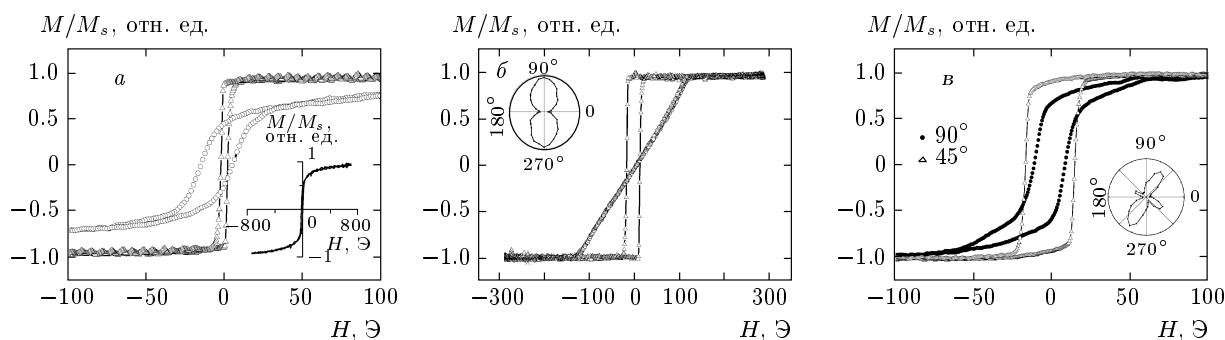


Рис. 3. Кривые намагниченности исследованных структур: *a* — LSMO/STO (треугольники), LSMO/LAO (кружки), *б* — LSMO/NGO, *в* — LSMO/LSAT. На рис. *б*, *в* треугольники и кружки соответствуют разным направлениям магнитного поля. На вставке к рис. *3a* показана кривая намагниченности LSMO/LAO в большом масштабе по внешнему магнитному полю. На вставках к рис. *б*, *в* показаны угловые зависимости поля насыщения H_s в плоскости подложки соответственно для пленок LSMO/NGO и LSMO/LSAT

пень в температурной зависимости. Недавний теоретический анализ низкотемпературной зависимости сопротивления манганитных пленок [18] показал, что вследствие механизма двойного обмена связь статических флуктуаций проводимости со спиновыми флуктуациями дает температурную зависимость сопротивления $\rho(T) \propto T^{2.5}$, что и наблюдается в нашем эксперименте. Однако величина ρ_1 в экспериментальной температурной зависимости сопротивления $\rho(T) \propto T^{2.5}$ получается на порядок больше, чем предполагается в теории [18].

В манганитных пленках переход в ферромагнитное состояние с уменьшением температуры при $T < T_C$ сопровождается изменением температурной зависимости сопротивления от прыжкового типа при высоких температурах на металлическую при $T = T_p$ ³⁾. Обычно T_p совпадает с T_C с точностью до нескольких градусов [7]. Вблизи T_C температурная и магнитно-полевая зависимости сопротивления определяются процессами активации [19].

5. МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНОК

Для исследования магнитных характеристик пленок LSMO во внешнем магнитном поле, приложенном параллельно плоскости образца, использовался меридиональный магнито-оптический эффект Керра (МЭК). При комнатной температуре определялись кривые намагничивания, величина коэрцитивной силы H_c , поле насыщения H_s и поле анизотропии H_a .

³⁾ T_p определялась по максимуму производной $d\rho/dT$.

Характер полевых зависимостей и величина отклика МЭК пленок LSMO существенно зависят от материала подложки (см. рис. 3). В пленках LSMO на подложках LAO и STO не наблюдается анизотропия отклика МЭК при вращении подложки вокруг нормали к плоскости подложки. Кривые намагничивания образцов, выращенных на подложках из STO и LAO, представлены на рис. 3*a*. При вращении образцов вокруг нормали к их поверхности формы кривых не изменялись, что свидетельствует об отсутствии выделенного направления намагничивания в плоскости. Небольшое значение коэрцитивной силы для структуры LSMO/STO составляет 4–5 Э, что указывает на ее принадлежность к классу «магнитомягких» материалов. При приложении внешнего магнитного поля до значения 1 кЭ не удается достичь полного насыщения намагниченности в пленках LSMO/LAO (см. вставку к рис. 3*a*). По-видимому, это обстоятельство связано с наличием оси легкого намагничивания, выходящей из плоскости пленки [8]. В пленках LSMO/GSO сигнал МЭК был на уровне шумов из-за низкой температуры Кюри ($T_C < 290$ К).

В пленке LSMO/NGO в зависимости от направления внешнего магнитного поля, лежащего в плоскости подложки, обнаружена магнитная анизотропия типа легкая ось. При намагничивании вдоль легкой оси наблюдается прямоугольная петля гистерезиса, когда коэрцитивная сила $H_c = 15$ Э совпадает с полем насыщения H_s . На вставке к рис. 3*б* изображена угловая зависимость поля насыщения H_s для пленки LSMO/NGO. Намагничивание вдоль трудной оси сопровождается вращением магнитного момента в плоскости образца и ха-

рактируется узкой, не более 1...2 Э петлей гистерезиса. Поле насыщения H_s в этом случае значительно выше, чем при намагничивании вдоль легкой оси, оно равно полю анизотропии H_a и составляет 120 Э. Анизотропия магнитных свойств пленок LSMO/NGO вероятно вызвана кристаллографической анизотропией (110)NGO плоскости подложки. Подложка NGO имеет орторомбическую элементарную ячейку со следующими параметрами: $a = 0.5426$, $b = 0.5503$, $c = 0.7706$ нм (см., например, [17]). Параметр, соответствующий псевдокубической элементарной ячейки NGO, равен 0.3851 нм. Более точный учет орторомбических искажений для плоскости (110)NGO дает анизотропию вдоль образующих плоскость (110)NGO направлений [001] NGO и [110] NGO $2(a_{001} - a_{110})/(a_{001} + a_{110}) = 0.3\%$, которая вероятно дает 80-процентную одноосную анизотропию поля насыщения H_s (рис. 3б). В пленках LSMO/LSAT отсутствует кристаллографическая анизотропия, поскольку подложки LSAT в диапазоне температур 150–1200 К имеют кубическую симметрию [20]. Однако на зависимостях $H_s(\phi)$ для структур LSMO/LSAT наблюдается двусная магнитная анизотропия (см. рис. 3в), вызванная кубической формой кристалла LSMO [21, 22].

6. ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛЕНОК С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Спектры магнитного резонанса (ФМР) снимались как с целью определения температуры перехода парамагнетик–ферромагнетик, так и для исследования анизотропии намагниченности в плоскости пленок. На рис. 4 приведены спектры ФМР при комнатной температуре от пленок LSMO, выращенных на подложках четырех типов. На рис. 4 для каждой из пленок приведены по два спектра, условия измерений которых отличались друг от друга поворотом подложки на 90° вокруг ее нормали. На рис. 4 видно, что максимальное изменение резонансного значения магнитного поля H_0 при повороте образца на 90° наблюдается на пленках LSMO/NGO.

Формы всех кривых ФМР при комнатной температуре удастся описать двумя линиями Лоренца. Этот факт однозначно указывает на неоднородность ферромагнитных фаз во всех пленках. Поскольку напряжение пленок может постепенно убывать с увеличением толщины, а T_C и g -фактор зависят от ε , две ферромагнитные фазы скорее всего относятся к слоям пленки с разной напряженностью. Различие g -факторов линий Лоренца, используемых для опи-

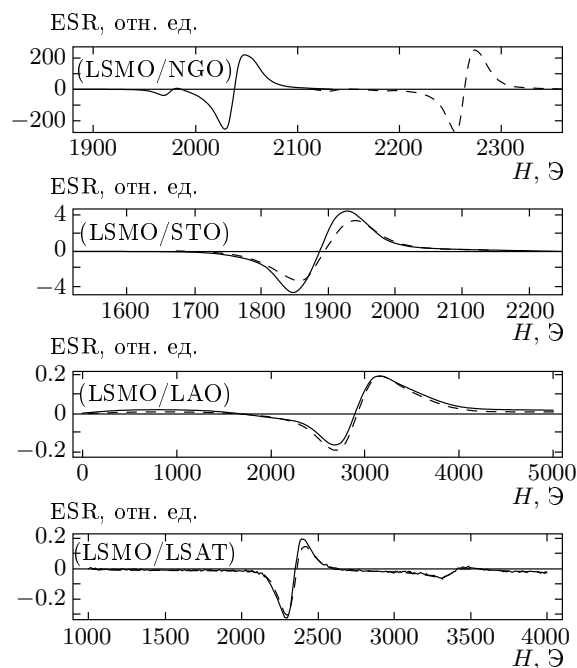


Рис. 4. Спектры ферромагнитного резонанса для четырех исследованных структур, измеренные при комнатной температуре и двух взаимно перпендикулярных ориентациях лежащего в плоскости подложки внешнего магнитного поля — соответственно сплошная и штриховая линии

сания экспериментальных спектров ФМР, не превышало ширины линии ФМР δ_{pp} . Немагнитный слой, который согласно [9] находится на границе пленка–подложка, не оказывает заметного влияния на ФМР.

На рис. 5 приведены угловые зависимости резонансного значения магнитного поля H_0 для двух исследованных пленок: LSMO/NGO и LSMO/LSAT, снятых при комнатной температуре и при вращении образца вокруг нормали к плоскости пленки. Постоянное магнитное поле и магнитная составляющая поля СВЧ все время находились в плоскости пленки. Поскольку подложка с пленкой представляли собой квадратные пластины 5×5 мм², влияние анизотропии формы образца минимально, и весь сдвиг резонансного поля обусловлен магнитной анизотропией пленки LSMO. Видно, что угловая зависимость H_0 хорошо описывается законом $H_0 \approx 2H_1 \cos(2\phi) + 2H_2 \cos(4\phi)$ с амплитудными значениями $H_1 = 55.8$ Э и $H_2 = 0.9$ Э для LSMO/NGO. В то же время для структуры LSMO/LSAT имеем $H_1 = 3.0$ Э и $H_2 = 8.4$ Э. Отметим, что угловые зависимости магнитной анизотропии пле-

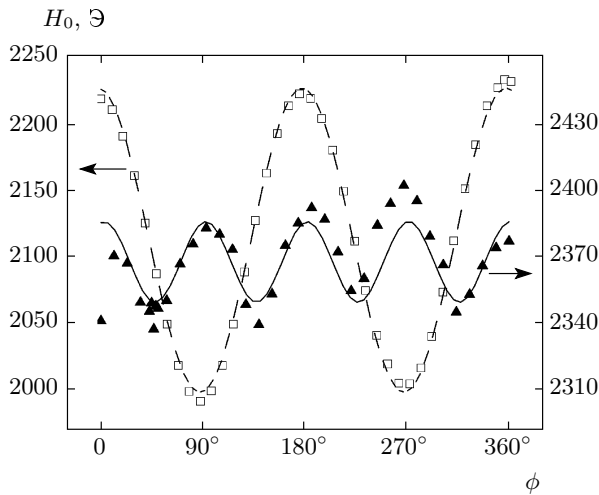


Рис. 5. Угловая зависимость резонансного поля H_0 для пленок LSMO/NGO (прямоугольники) и LSMO/LSAT (треугольники) при вращении образца на угол ϕ вокруг нормали к плоскости подложки. Сплошная и штриховая линии соответствуют закону $H_0 \propto 2H_1 \cos(2\phi) + 2H_2 \cos(4\phi)$ при постоянных H_1 и H_2 , подобранных для лучшего соответствия с экспериментом

нок LSMO/NGO и LSMO/LSAT хорошо согласуются с зависимостями, полученными из магнитооптических измерений (см. п. 5). Магнитная анизотропия пленки LSMO определяется совокупностью кубической анизотропии кристалла, пропорциональной $K_1 \sin 4\phi$ и анизотропией, вызванной одноосным напряжением $K_u \sin 2\phi$ [21, 22]. Согласно измерениям [22], проведенным на подложках из LAO, STO и MgO, величина K_1 для пленки LSMO резко уменьшается с увеличением температуры, а влияние одноосных напряжений K_u практически не зависит от температуры [22]. В результате при комнатной температуре влияние кубической анизотропии LSMO проявляется лишь для пленок LSMO/LSAT, где влияние одноосной анизотропии минимально. В работе [6] экспериментально получено, что с уменьшением температуры наблюдается двусная магнитная анизотропия для пленок LSMO, напыленных на трех подложках, обеспечивающих наименьшее расхождение параметров решеток: NGO, LSAT и STO.

На рис. 6 представлены температурные зависимости резонансного значения магнитного поля для трех исследованных образцов. В качестве температуры фазового перехода парамагнетик \leftrightarrow ферромагнетик принималась абсцисса, соответствующая точке

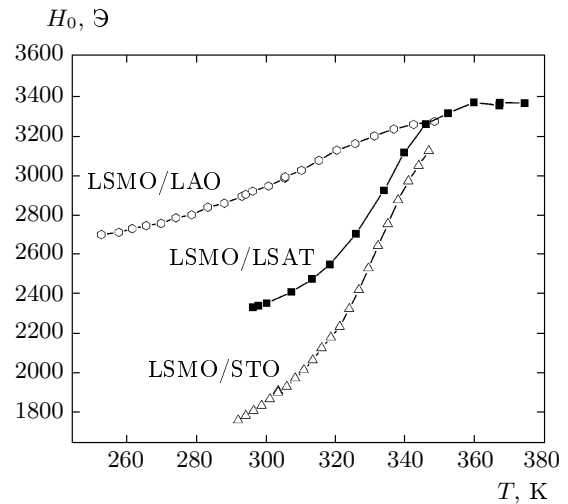


Рис. 6. Температурные зависимости резонансного магнитного поля для трех пленок: \circ — LSMO/LAO, \blacksquare — LSMO/LSAT, \triangle — LSMO/STO. Температура Кюри определялась по максимуму производной dH_0/dT

перегиба полученной кривой. Определенные таким способом температуры T_C приведены в табл. 2.

Спектры ФМР и их температурные зависимости четко указывают на взаимосвязь между ферромагнитными свойствами пленок и кристаллографическим согласованием материалов подложки и пленки. Сравнивая данные из табл. 1 и 2, можно явно проследить, как ухудшение кристаллического качества пленок LSMO ведет к увеличению ширины ферромагнитного резонанса δ_{pp} . Однако при равном кристаллическом качестве (равенстве ширин пиков на кривых качания) изменение T_C зависит от знака объемных напряжений в соответствии с [11]. Заметим, что полученная нами ширина ФМР, равная $\delta_{pp} = 20$ Э для пленки LSMO/NGO, близка к рекордной для эпитаксиальных пленок LSMO.

На рис. 7 представлена зависимость изменения T_C от объемных и двусосных напряжений. Представленная плоскость в трехмерном пространстве описывает изменение T_C от возникающих напряжений согласно зависимости, полученной в работе Миллиса [11]:

$$T_C(\varepsilon) = T_C(0)(1 - \alpha\varepsilon_b - \delta\varepsilon^*/2), \quad (2)$$

где $\alpha = (1/T_k)dT_C/d\varepsilon_b$, $\delta = (1/T_C)d^2T_C/d\varepsilon^{*2}$. В нашем случае наилучшее соотношение эксперимента T_C и формулы (2) T_C^M получается при $\alpha = 0.66 \pm 0.07$, $\delta = 103 \pm 2$ и $T_C(0) = 336 \text{ K} \pm 0.2$ (см. табл. 2). Из сравнения рассчитанных T_C^M и экс-

Таблица 2. Электрические и магнитные характеристики пленок

Подложка	ρ_0 , Ом·см	ρ_1 , Ом·см/ $T^{2.5}$	H_c , Э	H_s , Э	T_C , К	T_C^M , К	δ_{pp} , Э
NGO	$0.82 \cdot 10^{-4}$	$4.7 \cdot 10^{-10}$	15/ < 1*	120	335	335	65
LAO	$2.12 \cdot 10^{-4}$	$12 \cdot 10^{-10}$	10	100	315	316	340
STO	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$18 \cdot 10^{-10}$	4	10	333	334	64
LSAT	$0.85 \cdot 10^{-4}$	$4.9 \cdot 10^{-10}$	10	50	336	336	100
GSO	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$9.1 \cdot 10^{-10}$	—	—	251	328	330*

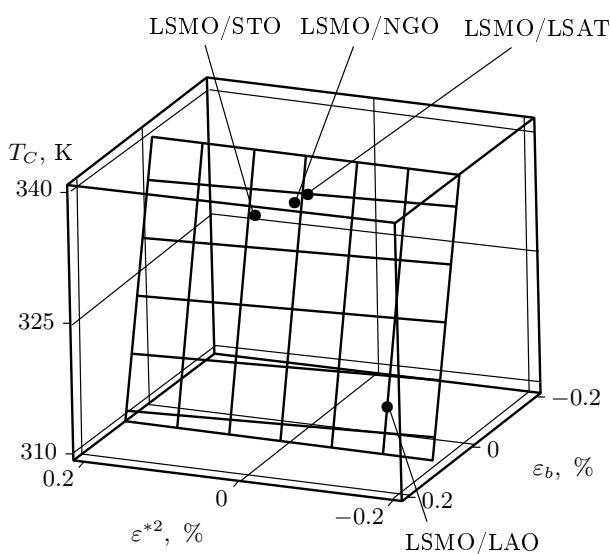


Рис. 7. Зависимость температуры Кюри T_C от объемного ϵ_b и квадрата двусосного ϵ^{*2} напряжений LSMO-пленок. Плоскость проведена по формуле (2)

периментальных T_C , видно, что отклонения экспериментальных значений T_C от рассчитанных достаточно мало (1 К) для четырех наиболее распространенных подложек. Для пленок LSMO/GSO наблюдается наибольшее отклонение величины T_C , вызванное возможно большими объемными искажениями пленки LSMO. Большая дефектность (большая ширина $\Delta\omega$) пленки LSMO/GSO приводит к широкой линии ФМР. Отметим, что полученные нами параметры формулы (2), обеспечивающие наилучшее согласование теории и эксперимента, несколько отличаются от полученных в работе [6]: $\alpha = 2.2$, $\delta = 70$ и $T_C(0) = 334$ К.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы эпитаксиальные манганитные пленки, напыленные на шесть типов подложек, обеспечивающих как сжатие, так и растяжение кристаллической решетки пленок. Температурная зависимость сопротивления всех пленок при низкой температуре хорошо описывается степенной зависимостью $T^{2.5}$, которая следует из результатов проведенного в последнее время расчета проводимости манганитов в рамках модели двойного обмена. Слабая (порядка 0.3%) анизотропия подложки из NGO приводит к наблюдаемой при комнатной температуре анизотропии магнитных свойств пленок в плоскости подложки. В то же время малое кристаллографическое рассогласование пленки LSMO с подложкой из LSAT дает магнитную анизотропию, типичную для кубического ферромагнитного материала. Линия ферромагнитного резонанса всех пленок хорошо описывается суперпозицией из двух линий Лоренца, что указывает на наличие двух ферромагнитных фаз. Изменение температуры Кюри, определенной по спектру ферромагнитного резонанса, качественно описывается теорией Миллиса, учитывающей как объемную, так и двусосную напряженность пленок LSMO.

Авторы благодарны В. И. Ацаркину, Ю. А. Бойкову, Д. Винклеру, А. Л. Власюку, Т. Клаесону, К. И. Константиану, И. М. Котелянскому, Я. М. Муковскому, А. В. Шадрину за полезное обсуждение полученных результатов и помощь при проведении исследований. Работа выполнена в рамках программ ОФН РАН: «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» и «Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника», программ Президиума РАН (П-03-2.25), программ Европейского союза (проект

NMP3-СТ-2006-033191), программ AQDJJ и ТНЮХ Европейского научного фонда и Международного научно-технического центра (проект 3743) и при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, гранта Президента России по поддержке Ведущих научных школ (НШ-5408.2008.2), РФФИ (грант № 08-02-00487).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Скрыбин, УФН **171**, 121 (2001).
2. W. Prellier, Ph. Lecoeur, and B. Mercey, J. Phys.: Cond. Matter **13**, R915 (2001).
3. A.-M. Haghiri-Cosnet and J. P. Renard, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, R127 (2003).
4. M. Ziese Rep. Prog. Phys. 65, **143** (2002).
5. P. Dey, T. K. Nath, and A. Tarapher, Appl. Phys. Lett. **91**, 012511 (2007).
6. F. Tsui, M. C. Smoak, T. K. Nath, and C. B. Eom, Appl. Phys. Lett. **76**, 2421 (2000).
7. Y. P. Lee, S. Y. Park, Y. H. Hyun et al., Phys. Rev. B **73**, 224413 (2006).
8. Yan Wu, Y. Suzuki, U. Rudiger et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 2295 (1999).
9. M. Bibes, S. Valencia, L. Balcells et al., Phys. Rev. B **66**, 134416 (2002).
10. H. Y. Hwang, T. T. M. Palstra, S.-W. Cheong, and B. Batlogg, Phys. Rev. B **52**, 15046 (1995).
11. A. J. Millis, T. Darling, and A. Migliori, J. Appl. Phys. **83**, 1588 (1998).
12. M. C. Martin, G. Shirane, Y. Endo et al., Phys. Rev. B **53**, 14285 (1996).
13. Ю. А. Бойков, Т. Клаесон, В. А. Данилов, ФТТ **47**, 2189 (2005).
14. G. J. Snyder, R. Hiskes, S. DiCarolis, M. R. Beasley, and T. H. Geballe, Phys. Rev. B **53**, 14434 (1996).
15. P. Schiffer, A. P. Ramirez, W. Bao et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3336 (1995).
16. Ю. А. Бойков, В. А. Данилов, ФТТ **50**, 92 (2008).
17. И. К. Бдикин, П. Б. Можаяев, Г. А. Овсянников и др., ФТТ **43**, 1548 (2001).
18. M. J. Calderon and L. Brey, Phys. Rev. B **64**, 140403 (2001).
19. N. G. Bebenin, R. I. Zainullina, V. V. Mashkautsan et al., Phys. Rev. B **69**, 104434 (2004).
20. B. C. Chakoumakos, D. G. Schlom, M. Urbanik, and J. Luine, J. Appl. Phys. **83**, 1979 (1998).
21. Y. Suzuki, H. Y. Hwang, S.-W. Cheong et al., J. Appl. Phys. **83**, 7064 (1998).
22. K. Steenbeck and R. Hiergeist, Appl. Phys. Lett. **75**, 17778 (1999).