

Электро- и магнетотранспорт в пленках $\text{La}_{0.67}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$, несимметрично двухосно сжатых подложкой $(001)\text{NdGaO}_3$

© Ю.А. Бойков, В.А. Данилов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: yu.boikov@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 22 мая 2007 г.)

Пленки $(40\text{ nm})\text{La}_{0.67}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$ выращены квазикогерентно на поверхности подложки $(001)\text{NdGaO}_3$, орторомбическое искажение элементарной ячейки которой составляет $\sim 1.4\%$. Сжимающие двухосные механические напряжения в процессе зародышеобразования и роста обусловили уменьшение объема элементарной ячейки выращенных слоев, что в свою очередь явилось причиной понижения ($\sim 35\text{ K}$) температуры максимума на зависимости их электросопротивления ρ от температуры. При $T < 150\text{ K}$ ρ пленок возросло пропорционально $\rho_2 T^{4.5}$, а коэффициент ρ_2 приблизительно линейно убывал с ростом напряженности магнитного поля H . Максимальные значения отрицательного магнетосопротивления (≈ -0.17 , при $\mu_0 H = 1\text{ T}$) наблюдались при температурах, близких к комнатной. Реакция ρ пленок $(40\text{ nm})\text{La}_{0.67}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$ на магнитное поле зависела от кристаллографического направления в пленке, вдоль которого оно направлено, и от угла между \mathbf{H} и \mathbf{I} (\mathbf{I} — электрический ток в пленке).

Финансовая поддержка данных исследований была частично получена из проекта NMP3-СТ-2006-033191 Европейской рамочной программы FP6.

PACS: 73.43.Qt, 73.50.-h

1. Введение

Тонкие слои перовскитоподобных манганитов $\text{La}_x\text{A}_{1-x}\text{MnO}_3$, где A — Ba, Ca, Sr, ..., перспективны для использования в чувствительных элементах магнеторезистивных сенсоров и детекторов ИК-излучения [1,2]. Резкая зависимость электросопротивления указанных соединений от напряженности магнитного поля и значительный болометрический отклик наблюдаются при температурах в окрестности температуры Кюри T_c . Пленки $\text{La}_x\text{A}_{1-x}\text{MnO}_3$, для которых T_c близка к комнатной, особенно привлекательны для практических применений. Ферромагнитный фазовый переход в твердом растворе $\text{La}_{0.67}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$ (LBMO) происходит при $T_c = 340\text{ K}$ [3].

Существенное влияние на электро- и магнетотранспортные свойства гетероэпитаксиальных пленок LBMO оказывают механические напряжения [4] и дефекты структуры, формирующиеся в процессе релаксации последних. Четкая корреляция между уровнем двухосных механических напряжений в пленках LBMO, положением максимума на температурной зависимости их сопротивления и величиной магнетосопротивления наблюдалась в [5].

В данной работе исследованы структура и электронные свойства пленок LBMO, несимметрично (по разному вдоль осей a и b) механически напряженных в процессе своего формирования. Толщина $d = 40\text{ nm}$ выращенных слоев не превышала критическую, при которой релаксация механических напряжений сопровождалась изменением параметров их элементарной ячейки в плоскости подложки.

2. Эксперимент

Метод лазерного испарения (Comrex 205, KrF, $\lambda = 248\text{ nm}$, $\tau = 30\text{ ns}$) был использован для выращивания пленок LBMO на поверхности подложки $(001)\text{NdGaO}_3$ (NGO). Плотность лазерного излучения на поверхности керамической мишени LBMO равнялась 1.6 J/cm^2 . Температура подложки при формировании манганитных пленок поддерживалась на уровне 790°C , а давление кислорода в ростовой камере составляло 0.3 mbar .

Структура выращенных пленок LBMO/NGO исследовалась с применением рентгеновской дифракции (Philips X'pert MRD, $\text{CuK}\alpha_1$, $\omega/2\theta$ - и ϕ -сканы, кривые качания, карты обратного пространства). При расчете параметров элементарной ячейки выращенных пленок в плоскости a_{\parallel} и вдоль нормали к ее поверхности a_{\perp} использовались значения 2θ для рентгеновских пиков (303) и (004)LBMO (здесь и далее в тексте использованы индексы для псевдокубических ячеек LBMO и NGO). Толщина выращенных пленок контролировалась по ширине спутанных пиков Лауэ на рентгеновских дифрактограммах, полученных в условиях, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки находились в плоскости, перпендикулярной (001)LBMO.

Морфология поверхности выращенных пленок LBMO/NGO исследовалась с помощью микроскопа атомных сил AFM (Nanoscope-IIIa, режим высоты).

Сопротивление R манганитных пленок измерялось в конфигурации van der Pauw в магнитном поле H и без него. Магнитное поле ($\mu_0 H$ до 5 T) было направлено параллельно плоскости подложки вдоль цепочек Mn—O—Mn в пленке LBMO, а измерительный

ток \mathbf{I} — параллельно или нормально к \mathbf{H} . Электросопротивление ρ пленок рассчитывалось с использованием соотношения $\rho = \pi dR / \ln 2$ [6]. На свободной поверхности выращенных пленок методом термического испарения были сформированы четыре серебряных контакта, расположенные на углах квадрата.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Согласно [7], галлат неодима принадлежит к группе оксидов с перовскитоподобной структурой, а его орторомбическая элементарная ячейка имеет следующие параметры: $a/\sqrt{2} = 3.837 \text{ \AA}$, $b/\sqrt{2} = 3.891 \text{ \AA}$, $c/2 = 3.853 \text{ \AA}$ (параметр соответствующей псевдокубической элементарной ячейки равен $a_s = 3.851 \text{ \AA}$). Орторомбическое искажение $(b - a)/a$ элементарной ячейки свободных от механических напряжений монокристаллов NGO составляет порядка 1.4%. Параметр псевдокубической элементарной ячейки LBMO равен $a_f = 3.910 \text{ \AA}$ [3]. Положительное рассогласование $m \approx 1.5\%$ в параметрах кристаллических решеток способствует возникновению двухосных сжимающих механических напряжений в пленке LBMO/NGO [$m = (a_f - a_s)/a_s$]. Следует отметить, что из-за орторомбического искажения элементарной ячейки галлата неодима двухосные напряжения в выращенных пленках LBMO/NGO были неоднородны (одна из групп цепочек Mn–O–Mn была сжата сильнее, чем другая, развернутая в плоскости подложки на 90° относительно первой). Температурные коэффициенты линейного расширения LBMO и NGO имеют близкие значения [8,9].

3.1. Структура выращенных пленок LBMO/NGO. На полученных рентгеновских дифрактограммах присутствовали только пики от подложки и манганитной пленки (рис. 1). Это указывает на отсутствие в объеме выращенных слоев макровключений вторичных кристаллических фаз. Нам не удалось выявить какой-либо сложной структуры пиков на рентгеновских дифрактограммах, которая могла бы быть обусловлена релаксацией механических напряжений в объеме манганитных пленок. Наличие на рентгеновских сканах четких сателлитных пиков Лауэ (см. вставку к рис. 1) является свидетельством однородности выращенных слоев по толщине и их гомогенности по составу. Параметр элементарной ячейки $a_{\perp} = 3.969 \pm 0.005 \text{ \AA}$ в пленках LBMO/NGO был существенно больше параметра $a_{\parallel} = 3.849 \pm 0.005 \text{ \AA}$, т.е. выращенные манганитные пленки находились под действием сжимающих в плоскости подложки механических напряжений. Параметр a_{\parallel} практически совпадал с параметром псевдокубической элементарной ячейки $a_{\text{NGO}} = 3.853 \pm 0.005 \text{ \AA}$, рассчитанным на основе полученных рентгеновских данных [2θ для пика (004)NGO]. Эффективный объем $V_{\text{eff}} = a_{\parallel}^2 \times a_{\perp} \approx 58.80 \text{ \AA}^3$ элементарной ячейки пленок LBMO/NGO был заметно меньше объема соответствующей ячейки

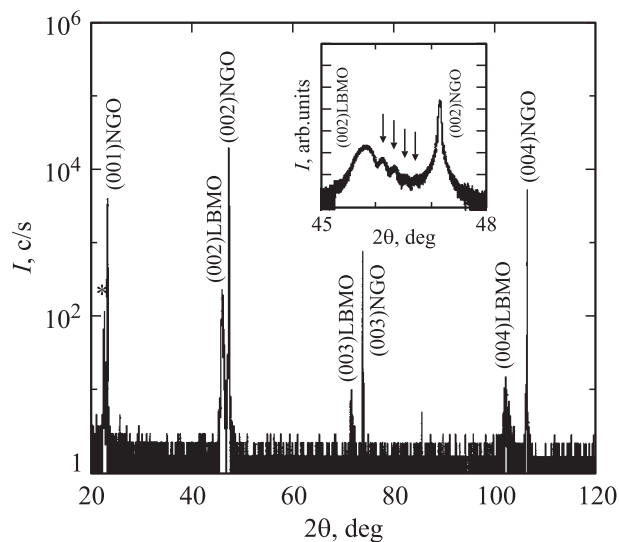


Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма ($\text{CuK}\alpha_1$, $\omega/2\theta$) для пленки (40 nm)LBMO/NGO, полученная в случае, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки находились в плоскости, перпендикулярной (001)NGO. Звездочка — (001)LBMO-пик. На вставке — фрагмент того же рентгеновского скана в окрестности (002)LBMO пика в увеличенном масштабе. Сателлитные пики Лауэ отмечены стрелками.

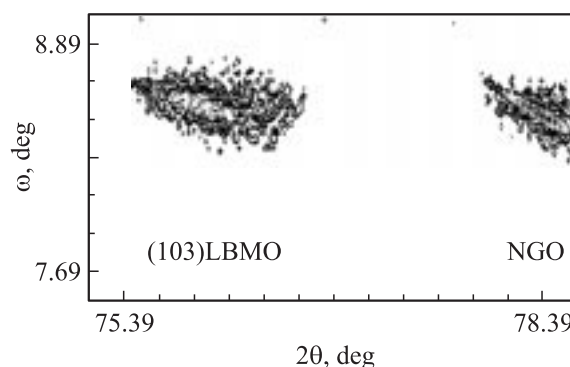


Рис. 2. Рентгеновская карта обратного пространства, визуализированная в окрестности рефлекса (103) от пленки (40 nm)LBMO/NGO.

для монокристаллов LBMO ($\sim 59.78 \text{ \AA}$ [3]). Механизмы, ответственные за изменение объема элементарной ячейки манганитных пленок, упруго напряженных подложкой в процессе своего формирования (зародышеобразование и рост), обсуждались в [10].

На рентгеновских ϕ -сканах, измеренных для рефлекса (111)LBMO от пленок LBMO/NGO, имелось по четыре эквидистантно (через каждые 90°) расположенных пика. Полуширина пиков на ϕ -скане для пленки LBMO составляла 0.08° , что только в 2 раза превышает полуширину пиков на соответствующем скане для рефлекса (111) от монокристаллической подложки из галлата неодима. Ширина кривой качания ($\sim 0.07^\circ$), измеренная на половине высоты для рентгеновского

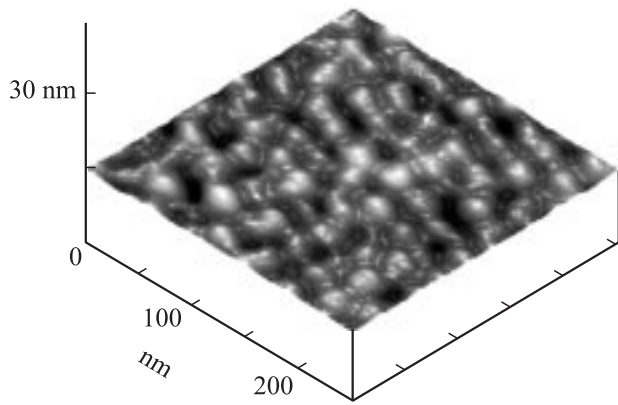


Рис. 3. Изображение свободной поверхности пленки (40 nm)LBM0/NGO, полученное с помощью микроскопа атомных сил. Малоугловые границы между кристаллитами в манганитном слое декорированы характерными углублениями на его поверхности.

пика (002) от пленки LBM0/NGO, практически совпала с шириной соответствующей кривой, полученной в [11] для пленок (200 nm)LBM0, выращенных на подложке с малым m . Рентгеновская карта обратного пространства, визуализированная для рефлекса (103)LBM0, приведена на рис. 2. Представленные на рисунке данные, так же как и незначительное различие в параметрах a_{\parallel} и a_{NGO} , указывают на то, что пленки LBM0 были выращены квазикогерентно на поверхности (001)NGO. Жесткая связь с подложкой обусловила орторомбическое искажение элементарной ячейки пленки LBM0, однако оно было несколько меньше соответствующего искажения ячейки NGO. На это указывают и данные по ширине пиков на ϕ -сканах, полученных для манганитных пленок.

Изображение свободной поверхности пленки LBM0/NGO, полученное с помощью микроскопа атомных сил, показано на рис. 3. Манганитные слои состояли из кристаллитов с латеральными размерами в интервале 20–30 nm. Малоугловые границы между кристаллитами четко декорированы характерными углублениями на свободной поверхности пленки. Среди причин, способствовавших появлению азимутальной разориентации кристаллитов в исследованных пленках, можно выделить рассогласование в параметрах кристаллических решеток LBM0 и NGO, а также существенное орторомбическое искажение элементарной ячейки галлата неодима. Для лазерного испарения характерно высокое пересыщение паровой фазы над поверхностью подложки (растущей пленки), это обусловило высокую плотность n_s стабильных зародышей LBM0 на поверхности (001)NGO. С учетом приведенных выше данных о средних размерах кристаллитов в пленках можно утверждать, что n_s в процессе зародышеобразования слоя LBM0/NGO имела значения не менее 10^{11} cm^{-2} .

3.2. Электро- и магнетотранспортные параметры пленок LBM0/NGO. Температурные за-

висимости электросопротивления пленки LBM0/NGO, измеренные в магнитном поле различной напряженности, показаны на рис. 4. Максимум на зависимости $\rho(T, H = 0)$ для пленок LBM0/NGO наблюдался при температуре $T_m \approx 305 \text{ K}$, которая примерно на 35 K ниже соответствующего значения для объемных стехиометрических образцов LBM0 [3,4]. Сдвиг максимума на температурной зависимости электросопротивления пленок относительно его положения на кривой $\rho(T, H = 0)$ для соответствующих монокристаллов обусловлен обогащением выращенных слоев кислородом (высокой концентрацией вакансий в катионной подрешетке). Механизмы, ответственные за нарушение стехиометрии гетероэпитаксиальных манганитных пленок, сформированных на подложках с положительным (отрицательным) рассогласованием в параметрах кристаллических решеток, детализированы в [10]. Магнитное поле способствует ферромагнитному упорядочению спинов в манганитах, поэтому с увеличением H максимум на кривых $\rho(T, H)$ для выращенных пленок сдвигался в сторону высоких температур (рис. 4). Низкие значения V_{eff} для выращенных слоев по сравнению с объемом элементарной ячейки в монокристаллах LBM0 свидетельствуют о том, что относительная концентрация ионов Mn^{+4} в них была выше, чем их концентрация в исходной мишени ($\sim 33\%$ в соответствии с химической формулой).

Резкое изменение электросопротивления выращенных пленок наблюдалось при температурах, близких к 300 K, что важно с точки зрения их возможного практического использования. Пик на температурной зависимости отрицательного магнетосопротивления $\text{MR} = [\rho(\mu_0 H = 1 \text{ T}) - \rho(H = 0)] / \rho(H = 0)$ манга-

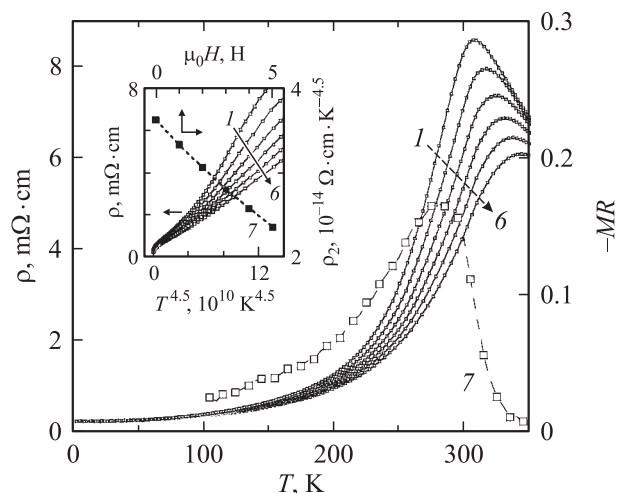


Рис. 4. Температурные зависимости электросопротивления ρ (1–6) и магнетосопротивления MR (7) пленки (40 nm)LBM0/NGO. Величина $\mu_0 H$ при увеличении номеров кривых 1–6 возрастает в интервале 0–5 Т с шагом 1 Т. На вставке показаны зависимости $\rho(T^{4.5})$ (1–6) и $\rho_2(H)$ (7) для той же пленки LBM0. Кривые 1–6 на вставке соответствуют кривым 1–6 на основной части рисунка.

нитных слоев наблюдался при комнатной температуре (рис. 4). Падение ρ пленок LBMO/NGO с уменьшением температуры в интервале 300–250 К обусловлено разрастанием ферромагнитных доменов (это приводит к формированию высокопроводящих ферромагнитных каналов протекания) и уменьшением пространственной разориентации электронных спинов на ионах марганца внутри доменов. При низких температурах ($T < T_c/2$) ферромагнитная фаза составляла основную часть объема выращенных манганитных слоев, при этом зависимость их электросопротивления от температуры (см. вставку к рис. 4), хорошо аппроксимировалась соотношением [12]

$$\rho(T, H) = \rho_1 + \rho_2(H)T^{4.5}. \quad (1)$$

Первое слагаемое в правой части (1) $\rho_1 \approx 0.25 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$ не зависело ни от температуры, ни от напряженности магнитного поля (определяется плотностью дефектов структуры в манганитном слое), коэффициент ρ_2 зависел от H и от качества структуры пленок. Согласно [12], электросопротивление манганитов должно возрастать пропорционально $T^{4.5}$ в том случае, когда доминирующий вклад в процесс рассеяния носителей заряда вносит их взаимодействие со спиновыми волнами. Магнитное поле способствует затуханию спиновых волн, что обусловило уменьшение ρ_2 с ростом H . Как следует из данных, представленных на вставке к рис. 4, коэффициент ρ_2 для выращенных пленок практически линейно убывал с ростом напряженности магнитного поля. Значения коэффициента ρ_2 для пленок LBMO/NGO хорошо согласуются с соответствующими данными [13], полученными для высокосоввершенных эпитаксиальных пленок $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$. Деградация структуры манганитных пленок, как правило, сопровождается ростом ρ_2 [13,14].

При $T < 200 \text{ K}$ отклик электросопротивления пленок LBMO/NGO на магнитное поле существенно зависел от кристаллографического направления, вдоль которого оно было направлено, и от угла между направлениями \mathbf{I} и \mathbf{H} (от H зависело направление вектора намагниченности \mathbf{M} в манганитном слое). На рис. 5, *a* приведены зависимости $\rho(\mu_0 H)/\rho_0$ [$\rho_0 \equiv \rho(H=0)$] для пленки LBMO/NGO, полученные при $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$. При $\mu_0 H \approx 1 \text{ T}$ вектор намагниченности в слое LBMO/NGO был параллелен направлению магнитного поля, а практически линейное возрастание его электросопротивления с уменьшением H обусловлено усилением рассеяния дырок на магнонах. При $\mu_0 H$, близких к нулю, ρ пленок увеличивалось с уменьшением напряженности магнитного поля сверхлинейно (рис. 5, *a*). Это обусловлено увеличением доли ферромагнитных доменов в объеме пленки, в которых намагниченность параллельна нормали к плоскости подложки. Вектор спонтанной намагниченности в манганитных пленках, находящихся под действием латеральных сжимающих механических напряжений, направлен перпендикулярно плоскости подложки [15]. Четкий гистерезис наблюдался на зависимости $\rho(\mu_0 H)$ при сканировании $\mu_0 H$ в последователь-

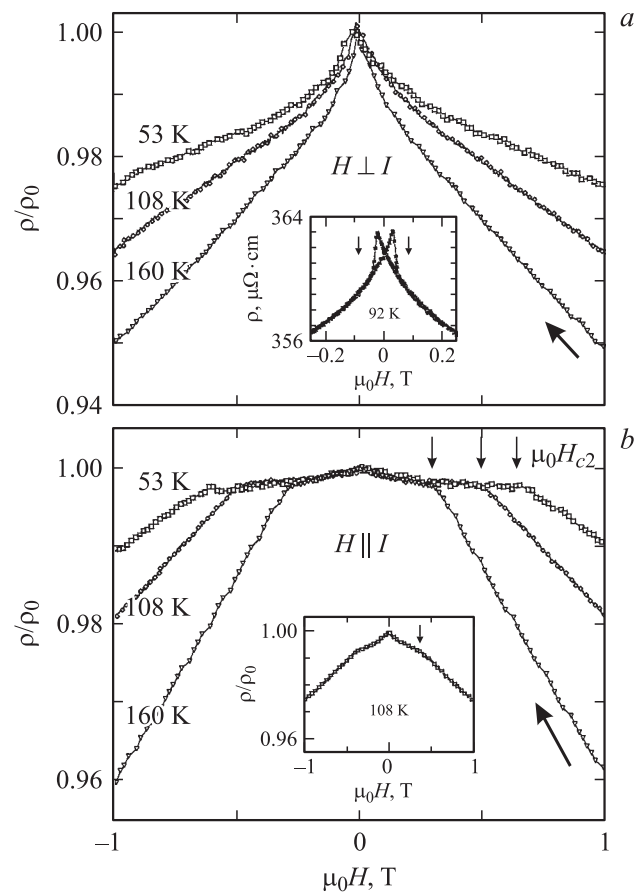


Рис. 5. *a*) Зависимости $\rho(\mu_0 H)/\rho_0$, измеренные для пленки (40 nm) LBMO/NGO при различных температурах и $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$. Величина $\mu_0 H$ изменяется от 1 до -1 T , температуры указаны на рисунке. На вставке приведена зависимость $\rho(\mu_0 H)$, полученная для той же пленки при сканировании $\mu_0 H$ в последовательности $0.25 \rightarrow 0 \rightarrow -0.25 \rightarrow 0 \rightarrow 0.25 \text{ T}$ ($\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$). *b*) Зависимости $\rho(\mu_0 H)/\rho_0$, измеренные при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ для той же пленки и при тех же температурах, что и на части *a*. Значения $\mu_0 H_{c2}$ при $T = 53, 108, 160 \text{ K}$ отмечены стрелками. На вставке показана зависимость $\rho(\mu_0 H)/\rho_0$, полученная в случае, когда пленка LBMO/NGO азимутально повернута на 90° ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$).

ности $0.25 \rightarrow 0 \rightarrow -0.25 \rightarrow 0 \rightarrow 0.25 \text{ T}$ (см. вставку к рис. 5, *a*). Электросопротивление пленок LBMO/NGO достигало максимальных значений при $H \approx H_{c1}$, когда пространственная разориентация намагниченности в ферромагнитных доменах становилась максимальной (H_{c1} примерно равно коэрцитивному полю). Из данных, представленных на вставке к рис. 5, *a*, следует, что при $T = 92 \text{ K}$ коэрцитивное поле равнялось $\sim 24 \text{ mT}$. С понижением температуры в интервале $90\text{--}4.2 \text{ K}$ H_{c1} возрастало приблизительно вдвое.

Существенно отличные зависимости $\rho(\mu_0 H)/\rho_0$ были получены для той же пленки LBMO/NGO при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ (направление магнитного поля относительно кристаллографических осей в пленке оставалось неизменным) (рис. 5, *b*). При значениях $\mu_0 H$, близких к 1 T , электросопротивление пленок, как и в случае $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$, линейно

возрастало с понижением напряженности магнитного поля. Однако когда $\mu_0 H$ достигало значения $\mu_0 H_{c2}$ (рис. 5, *b*), производная $d\rho/dH$ резко уменьшалась по абсолютной величине. H_{c2} , так же как и H_{c1} , возрастало с понижением температуры, но более чем в 10 раз превосходило его по абсолютной величине.

Наблюдавшиеся различия в характере полевых зависимостей электросопротивления пленок, измеренных при $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$, могут быть объяснены с учетом зависимости ρ от анизотропного магнетосопротивления [16] и влияния несимметричных сжимающих механических напряжений на ориентацию \mathbf{M} . Согласно [16], зависимость электросопротивления пленок LBMO/NGO от угла ψ между направлением электрического тока и направлением \mathbf{M} в образце может быть представлена в виде

$$\rho = \rho_3 + \Delta\rho \sin^2 \psi, \quad (2)$$

где ρ_3 — изотропная составляющая электросопротивления, $\Delta\rho$ — разность между значениями электросопротивления, измеренными при $\mathbf{M} \parallel \mathbf{I}$ и $\mathbf{M} \perp \mathbf{I}$. Второе слагаемое в правой части соотношения (2) не зависит от направления протекания электрического тока относительно кристаллографических осей в образце.

Сравнительный анализ полевых зависимостей электросопротивления пленок LBMO/NGO, полученных при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$, позволяет получить информацию о величине магнитного поля, необходимой для насыщения или переориентации вектора намагниченности вдоль выделенного направления. При $H > H_{c1}$ вектор намагниченности в ферромагнитных доменах пленок LBMO/NGO был направлен параллельно плоскости подложки. Согласно [17,18], когда \mathbf{M} находится в плоскости подложки, ось легкого намагничивания в манганитных пленках параллельна направлению [110]. При $H_{c1} < H < H_{c2}$ в объеме пленок присутствовали ферромагнитные домены, вектор намагниченности для которых параллелен либо магнитному полю, либо направлению [110]LBMO. С увеличением напряженности магнитного поля возрастала объемная доля доменов в пленке LBMO/NGO, намагниченность в которых параллельна \mathbf{H} . При $H = H_{c2}$ происходило насыщение намагниченности пленки LBMO/NGO вдоль направления, параллельного \mathbf{H} . Вследствие орторомбического искажения элементарной ячейки выращенных слоев значения H_{c2} , измеренные при латеральном развороте пленочного образца относительно направления \mathbf{H} на 90° , изменялись примерно на 25% (см. кривые $\rho(\mu_0 H, T = 108 \text{ K})/\rho_0$, приведенные на рис. 5, *b* и вставке к нему).

Увеличение H способствовало уменьшению пространственной разориентации электронных спинов на ионах марганца в ферромагнитных доменах. Это приводило к уменьшению изотропной составляющей электросопротивления (ρ_3 в правой части соотношения (2)). Если $\Delta\rho$ для выращенных пленок меньше нуля, то анизотропное

магнетосопротивление должно усиливать падение ρ с увеличением H при $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$, но ослаблять его падение при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$; если $\Delta\rho > 0$, то эффект от анизотропного магнетосопротивления должен быть обратным. Зависимости $\rho(\mu_0 H)/\rho_0$, представленные на рис. 5, *a* и *b*, указывают на то, что $\Delta\rho$ для выращенных пленок было со знаком „–“. При сравнении результатов, полученных в данной работе для двухосно упруго сжатых подложкой пленок LBMO, с соответствующими данными по $\Delta\rho$, имеющимися в литературе, следует отметить что: а) для переходных ферромагнитных металлов $\Delta\rho$ имеет [16,19] отрицательные значения; б) для двухосно растянутых подложкой пленок $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ в [20] получены положительные значения $\Delta\rho$; в) в [15] показано, что знаки анизотропного магнетосопротивления для упруго сжатых и растянутых манганитных пленок противоположны.

4. Заключение

Жесткая связь с подложкой обусловила значительное увеличение параметра элементарной ячейки пленок (40 nm)LBMO вдоль [001]NGO и несимметричное (поразному вдоль осей *a* и *b*) уменьшение ее параметров в плоскости, параллельной (001)NGO. Ось легкого намагничивания в манганитных пленках была ориентирована нормально к плоскости подложки. Неоднородная деформация элементарной ячейки пленок (40 nm)LBMO индуцировала существенную анизотропию их магнетотранспортных параметров в плоскости подложки.

Список литературы

- [1] M. Pannetier, C. Fermon, G. Le Goff, J. Simola, E. Kerr. Science **304**, 1648 (2004).
- [2] A. Goyal, M. Rajeswari, R. Shreekala, S.E. Lofland, S.M. Bhagat, T. Boettcher, C. Kwon, R. Ramesh, T. Venkatesan. Appl. Phys. Lett. **71**, 2535 (1997).
- [3] H.L. Ju, J. Gopalakrishnan, J.L. Peng, Qi Li, G.C. Xiong, T. Venkatesan, R.L. Greene. Phys. Rev. B **51**, 6143 (1995).
- [4] J. Zhang, H. Tanaka, T. Kanki, J.-H. Choi, T. Kawai. Phys. Rev. B **64**, 184404 (2001).
- [5] Y. Lu, J. Klein, C. Hofener, B. Wiedenhorst, J.B. Philipp, F. Herbstritt, A. Marx, L. Alff, R. Gross. Phys. Rev. B **62**, 15806 (2000).
- [6] T.I. Kamins. J. Appl. Phys. **42**, 4357 (1971).
- [7] R.W.J. Wyckoff. Crystal structures. Interscience, N. Y. (1964). V. 2. P. 393.
- [8] M. Sasaura, S. Miyazava, M. Mukaida. J. Appl. Phys. **68**, 3643 (1990).
- [9] E.O. Wollan, W.C. Koehler. Phys. Rev. **100**, 545 (1955).
- [10] Yu.A. Boikov, R. Gunnarsson, T. Claesson. J. Appl. Phys. **96**, 435 (2004).
- [11] B. Wiedenhorst, C. Hofener, Yafeng Lu, J. Klein, M.S.R. Rao, B.H. Freitag, W. Mader, L.Alff, R. Gross. J. Magn. Magn. Mater. **211**, 16 (2000).

- [12] K. Kubo, N. Ohata. J. Phys. Soc. Jap. **33**, 21 (1972).
- [13] Ю.А. Бойков, В.А. Данилов. Письма в ЖТФ **31**, 73 (2005).
- [14] Ю.А. Бойков, Т. Клаесон. ФТТ **47**, 274 (2005).
- [15] Q. Li, H.S. Wang, Y.F. Hu, E. Wertz. J. Appl. Phys. **87**, 5573 (2000).
- [16] E. Dan Dahlberg, K. Riggs, G.A. Prinz. J. Appl. Phys. **63**, 4270 (1988).
- [17] N.D. Mathur, M.-H. Jo, J.E. Evetts, M.G. Blamire. J. Appl. Phys. **89**, 3388 (2001).
- [18] K. Steenbeck, R. Hiergeist. Appl. Phys. Lett. **75**, 1778 (1999).
- [19] T.R. McGuire, R.L. Potter. IEEE Trans. Magn. **11**, 1020 (1975).
- [20] J.N. Eckstein, I. Bozovic, J. O'Donnell, M. Onellion, M.S. Rzchowski. Appl. Phys. Lett. **69**, 1312 (1996).