

05,13

Электро- и магнетотранспорт в наноразмерных пленках $\text{La}_{0.67}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$, когерентно выращенных на вицинально полированной подложке $(\text{LaAlO}_3)_{0.29} + (\text{SrAl}_{0.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_3)_{0.71}$

© Ю.А. Бойков, И.Т. Серенков, В.И. Сахаров, В.А. Данилов, В.В. Афросимов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,

Санкт-Петербург, Россия

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

(Поступила в Редакцию 22 марта 2011 г.)

Исследованы структура, ориентация и отклик электросопротивления пленок (30 nm) $\text{La}_{0.67}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$ (LBMO) на магнитное поле H и изменение температуры T . Отклонение направления [001] в манганитных слоях от нормали к плоскости подложки $(\text{LaAlO}_3)_{0.29} + (\text{SrAl}_{0.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_3)_{0.71}$ четко соответствует вицинальному углу последней. Минимальный выход, определенный из полученных спектров рассеяния протонов с энергией 227 keV, составляет 0.025, что свидетельствует о высокой упорядоченности катионной подрешетки сформированных пленок. Двухосное сжатие стабильных зародышей манганитной фазы сказывается на их стехиометрии, что способствует обеднению пленок LBMO щелочно-земельным элементом. Максимальные значения электросопротивления выращенных пленок наблюдаются при температуре $T_{\text{max}} \approx 320$ K, которая примерно на 20 K ниже температуры Кюри для соответствующих объемных монокристаллов, а пик отрицательного магнетосопротивления ($\text{MR} \approx -0.42$, $\mu_0 H = 2$ T) находится при $T \approx 300$ K. При низких ($T < T_{\text{max}}/3$) температурах и $\mu_0 H < 0.45$ T отклик электросопротивления пленок LBMO на магнитное поле существенно зависит от анизотропного магнетосопротивления и интенсивности рассеяния дырок на доменных стенках, а при $\mu_0 H > 0.5$ T основным механизмом релаксации носителей заряда является взаимодействие с магнонами.

Финансовая поддержка работы частично получена из проекта МНТЦ 3743, проекта РФФИ № 11-02-00609а и госконтракта № 02.740.11.0544.

1. Введение

Эпитаксиальные слои перовскитоподобных манганитов $\text{La}_{1-x}(\text{Ba}, \text{Ca}, \text{Sr})_x\text{MnO}_3$ перспективны для использования в чувствительных элементах магнеторезистивных сенсоров [1] и ячейках магнитной памяти [2]. Для практического использования нужны гетероструктуры, в которых однородные по толщине и составу манганитные пленки с температурой ферромагнитного упорядочения (T_{Curie}), близкой к комнатной, интегрированы с диэлектрическими прослойками и металлическими электродами. Стехиометрия, структура и магнетотранспортные параметры наноразмерного слоя многокомпонентного манганита в значительной степени зависят от условий зародышеобразования и последующего роста [3].

Отличительной особенностью вицинально полированных подложек является наличие на их свободной поверхности ступеней с высотой, равной (или кратной) параметру элементарной ячейки. Энергетический барьер, определяющий интенсивность формирования стабильных зародышей $\text{La}_{1-x}(\text{Ba}, \text{Ca}, \text{Sr})_x\text{MnO}_3$ на поверхности подложки у ступеней, существенно ниже соответствующего барьера для центров зародышеобразования, расположенных на террасах между ступенями. Высокая плотность ступеней на свободной поверхности подложки способствует формированию однородного по составу наноразмерного слоя манганита.

В настоящей работе исследованы структура, электро- и магнетосопротивление пленок $\text{La}_{0.67}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$

(LBMO), сформированных на вицинально полированных пластинах $(\text{LaAlO}_3)_{0.29} + (\text{SrAl}_{0.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_3)_{0.71}$ (LSATO). T_{Curie} для объемных стехиометрических кристаллов LBMO равна 340 K [4].

2. Эксперимент

Для выращивания пленок LBMO толщиной $d = 30$ nm был использован метод лазерного испарения (KrF, $\lambda = 248$ nm, $\tau = 30$ ns). Плотность лазерного излучения на поверхности испаряемой керамической мишени LBMO равнялась 1.7 J/cm², давление кислорода в ростовой камере составляло 0.3 mbar, а температура подложки при осаждении манганитного слоя поддерживалась на уровне 790°C.

Данные о структуре и ориентации сформированных пленок LBMO были получены с использованием рассеяния ионов средних энергий (MEIS, H^+ , начальная энергия $E = 227$ keV) и рентгеновской дифракции (X'pert MRD, $\text{CuK}_{\alpha 1}$, $\omega/2\theta$ - и ϕ -сканы, кривые качения). Спектры MEIS были измерены в двух режимах: неориентированном („random“) и ориентированном (режиме каналирования). Рентгеновские дифрактограммы измерялись в симметричной брэгговской конфигурации в условиях, когда плоскость, включающая падающий и отраженный рентгеновские пучки, была нормальна (001) или (101)LSATO (здесь и далее использованы индексы для псевдокубической элементарной ячейки). Для кон-

троля за толщиной выращенных пленок использовались данные по ширине спутных пиков на полученных дифрактограммах.

Сопротивление R пленок LBMO измерялось в конфигурации van der Pauw в магнитном поле H и без него. Магнитное поле ($\mu_0 H$ до 5 Т) было параллельно плоскости подложки, но нормально направлению измерительного тока I в пленке (азимутально направление поля совпадало с $[010]$ LSATO). Электросопротивление ρ выращенных манганитных слоев рассчитывалось с использованием соотношения $\rho = \pi R d / \ln 2$ [5]. Четыре серебряных контакта, расположенные на углах квадрата, формировались на свободной поверхности пленок LBMO методом термического испарения.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Параметр элементарной ячейки LBMO (псевдокубическая элементарная ячейка, $a_{\text{LBMO}} = 3.910 \text{ \AA}$ [4]) больше параметра ячейки LSATO (псевдокубическая ячейка, $a_{\text{LSATO}} = 3.869 \text{ \AA}$ [6]). Положительное рассогласование m в параметрах кристаллических решеток пленки LBMO и LSATO ($m = 100\% \cdot (a_F - a_S) / a_S$, где a_F и a_S — параметры решетки пленки и подложки соответственно) имеет величину порядка 1%. Из-за жесткой связи с подложкой наноразмерные пленки LBMO, формируемые на LSATO, находятся под действием двухосных латеральных сжимающих механических напряжений. Температурные коэффициенты линейного расширения LBMO и LSATO имеют близкие значения [6,7].

3.1. Структура выращенных пленок LBMO/LSATO. На рис. 1 приведены энергетические спектры протонов, рассеянных на угол 120° от гетероструктуры LBMO/LSATO. Неориентированный режим (кривая 1 на рис. 1) соответствует ситуации, когда направление падающих ионов составляет с направлением $[001]$ LSATO углы, существенно превышающие так называемый „критический угол каналирования“. В данном случае эти углы составляли 6° и более. В ориентированном режиме (кривая 2 на рис. 1) направление падающих ионов совпадает с $[001]$ LSATO в выращенной гетероструктуре LBMO/LSATO. Максимумы при 223 и 215 keV соответствуют сигналам рассеяния от атомов (La + Ba) и Mn, находящихся на поверхности пленки (поверхностным пикам). Отношение ординат кривых в ориентированном и неориентированном режимах для участка спектров, расположенного непосредственно за поверхностными пиками (так называемый минимальный выход), является показателем качества кристаллической структуры пленки. В данном случае минимальный выход определялся при энергии 217 keV и составил 0.025, что свидетельствует о высокой упорядоченности катионной подрешетки пленки LBMO.

На вставке к рис. 1 показаны зависимости потока обратнорассеянных протонов от угла γ между направ-

лением падения ионов H^+ и нормалью к поверхности образца (угловые сканы), причем регистрировались только ионы, имеющие энергии 210 и 190 keV (отмечены стрелками на рис. 1), соответствующие рассеянию от атомов пленки (кривая A) и подложки (кривая B) соответственно. Угловые сканы позволяют четко определить угол вицинальности для использованной подложки, поскольку положение минимума углового скана соответствует низкоиндексному направлению в кристалле. Приведенные на рисунке данные указывают на то, что ось $[001]$ LSATO отклонена от нормали к плоскости подложки на 3.2° . На такой же угол отклонена от нормали к плоскости подложки и ось $[001]$ в манганитном слое, т.е. направления $[001]$ в пленке и подложке совпадают. Совпадение формы кривых A и B свидетельствует об отсутствии в пленке фракций, направление $[001]$ в которых составляет с нормалью углы, отличные от 3.2° . Измеренное значение полуширины сканов на полуглубине позволило оценить критический угол каналирования величиной $\sim 2^\circ$, что близко к расчетному значению 2.4° для данных условий: LBMO, $[001]$, H^+ , 227 keV.

Рентгеновская дифрактограмма ($\omega/2\theta$), визуализированная, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки находились в плоскости, перпендикулярной (001) LSATO, показана на рис. 2. На рентгеновском скане присутствуют только пики $(00n)$ от манганитной пленки и подложки. Это указывает на отсутствие в выращенном слое макровключений вторичных кристаллических фаз. Полученные рентгеновские данные, так же как и измеренные спектры MEIS, указывают на то, что направление $[001]$ в сформированных пленках параллельно $[001]$ LSATO. Наличие на рентгеновской

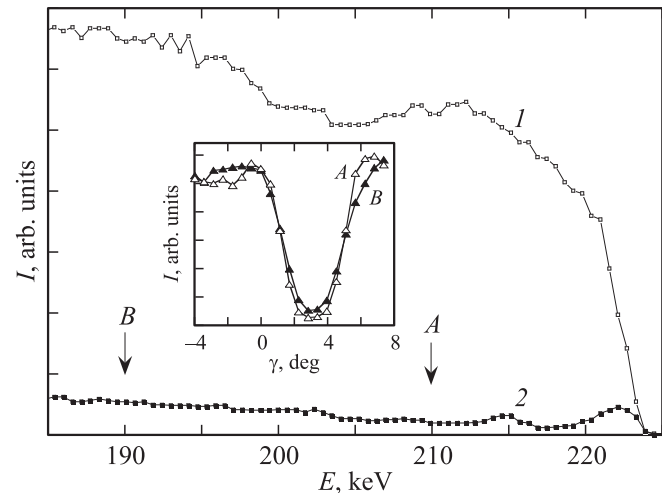


Рис. 1. Энергетические спектры протонов, рассеянных на угол в 120° от гетероструктуры LBMO/LSATO, полученные в неориентированном (1) и ориентированном (2) режимах. Стрелками A и B отмечены значения энергии, при которых измерялись угловые сканы. На вставке — зависимости обратнорассеянных протонов от угла γ между направлением падения H^+ и нормалью к поверхности образца, кривые A и B соответствуют рассеянию от атомов пленки и подложки.

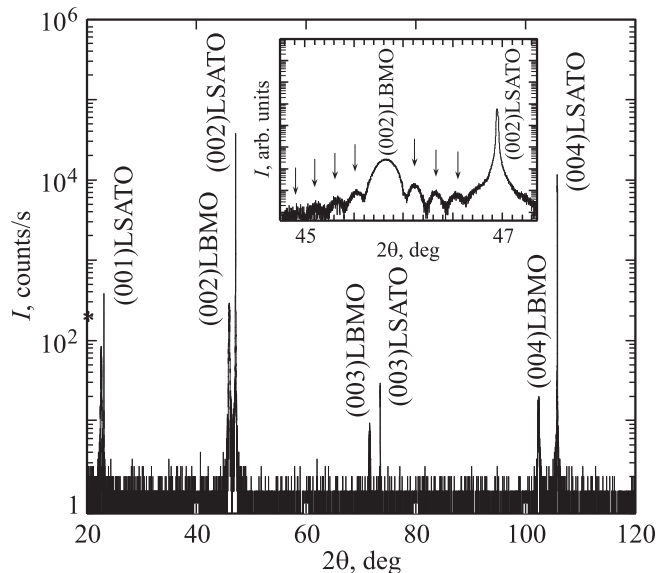


Рис. 2. Рентгеновская дифрактограмма ($\text{CuK}\alpha_1$, $\omega/2\theta$), измеренная для пленки LBMO в условиях, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки находились в плоскости, перпендикулярной (001)LSATO. Звездочка — (001)LBMO-пик. На вставке — фрагмент той же дифрактограммы в окрестности рефлекса (002)LBMO. Четко выраженные сателлитные толщинные пики отмечены стрелками.

дифрактограмме системы четко разрешаемых сателлитных толщинных пиков (вставка на рис. 2) указывает на однородность манганитных слоев как по составу, так и по толщине. Параметр элементарной ячейки ($a_{\perp} = 3.959 \pm 0.005 \text{ \AA}$) пленки LBMO, измеренный вдоль [001]LSATO, существенно превосходит параметр той же ячейки, измеренный в плоскости подложки ($a_{\parallel} = 3.865 \pm 0.005 \text{ \AA}$), причем последний практически совпадает с a_{LSATO} . Таким образом, пленки LBMO были выращены квазикогерентно на поверхности LSATO и находились под действием двухосных латеральных сжимающих напряжений.

Эффективный объем $V_{\text{eff}} = a_{\perp} \cdot a_{\parallel}^2 = 59.14 \text{ \AA}^3$ элементарной ячейки пленки LBMO заметно меньше соответствующего значения для массивных стехиометрических кристаллов LBMO ($\sim 59.78 \text{ \AA}^3$ [4]). Поскольку ионный радиус Ba^{2+} ($\sim 1.34 \text{ \AA}$ [8]) существенно больше ионного радиуса La^{3+} ($\sim 1.02 \text{ \AA}$ [8]), объем элементарной ячейки твердых растворов $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ уменьшается вместе с x в химической формуле. Используя данные по зависимости объема элементарной ячейки керамических образцов $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ от x [9] и значение V_{eff} , мы получили оценку величины x для выращенных пленок 0.20–0.25.

Для оценки среднего размера (d_0) кристаллических зерен в манганитной пленке и эффективного искажения ($\delta a/a$) параметра ее элементарной ячейки вдоль направления [001] была исследована зависимость полуширины (Δ) пиков $(00n)\text{LBMO}$ на визуализированных рентгенограммах от θ . Согласно [10], полуширина пиков

на рентгенограммах и соответствующие значения θ связаны соотношением

$$\Delta = 0.9\lambda_1/d_0 \cos \theta + 2(\delta a/a)\theta, \quad (1)$$

где $\lambda_1 = 1.54056 \text{ \AA}$ — длина волны рентгеновского излучения. На рис. 3 показана зависимость произведения $\Delta \cdot \cos \theta$ от $\sin \theta$. $\Delta \cdot \cos \theta$ практически линейно возрастает с $\sin \theta$. Из наклона штриховой прямой на рис. 3, используя соотношение (1), мы получили оценку величины $\delta a/a \approx 5 \cdot 10^{-4}$, которая заметно меньше соответствующих значений типично наблюдаемых для эпитаксиальных пленок многокомпонентных перовскитоподобных оксидов. Полученные относительно низкие значения отношения $\delta a/a$ хорошо согласуются с малой величиной измеренной полуширины кривой качания $\chi \approx 0.07^\circ$ для рентгеновского рефлекса (002)LBMO от выращенных пленок. Следует отметить, что величина χ для пленок LBMO, выращенных на вицинально полированных подложках, примерно вдвое меньше соответствующих значений, полученных [11] для наноразмерных слоев LBMO, сформированных на четко ориентированных (вицинальный угол близок к нулю) подложках LSATO. Используя соотношение (1) и значение $\Delta(\sin \theta = 0) \approx 2.7 \cdot 10^{-3}$, определенное по отрезку, отсекаемому на оси ординат штриховой прямой на рис. 3, мы получили грубую оценку средних размеров кристаллических зерен ($d_0 \approx 50 \text{ nm}$) в манганитной пленке. Азимутальная разориентация кристаллитов в выращенных манганитных слоях составляет порядка ($\sim 0.08^\circ$), оценка получена с использованием данных по полуширине пика на рентгеновском ϕ -скане, визуализированном для пленки LBMO.

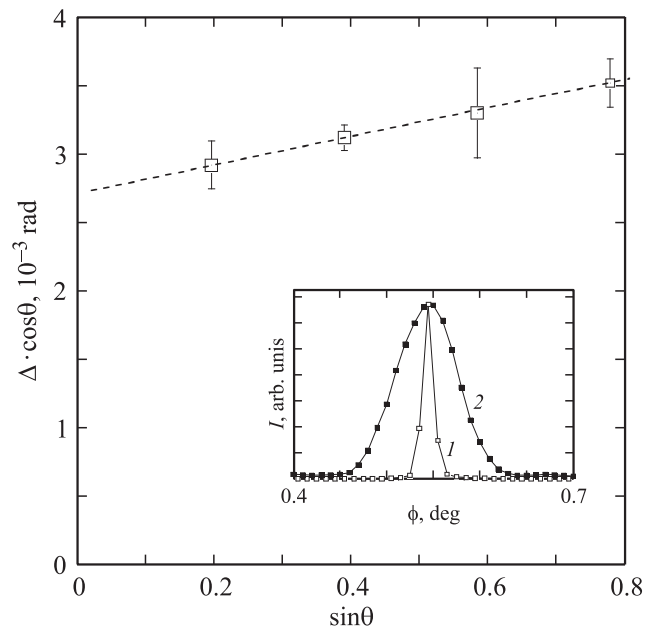


Рис. 3. Зависимость произведения $\Delta \cdot \cos \theta$ от $\sin \theta$ на рентгеновском $\omega/2\theta$ -скане, визуализированном для пленки LBMO. На вставке — фрагменты ϕ -сканов, измеренных для рефлексов (111) от подложки LSATO (1) той же пленки и от LBMO (2).

лизированном для рефлекса (111)LBMO от выращенной пленки (вставка *a* на рис. 3). Для сравнения на рисунке показан соответствующий пик от монокристаллической подложки.

3.2. Электро- и магнетосопротивление выращенных пленок LBMO. Температурные зависимости электросопротивления пленки LBMO, измеренные при $\mu_0 H = 0$ и 2 Т, приведены на рис. 4. Магнитное поле способствует ферромагнитному упорядочению спинов в манганитной пленке, что приводит к сдвигу максимума на кривой $\rho(T)$ в сторону высоких температур и обуславливает уменьшение абсолютных значений ρ (рис. 4). Максимум на кривой $\rho(T, \mu_0 H = 0)$ наблюдается при температуре $T_{\max} \approx 320$ К, которая примерно на 20 К меньше температуры T_{Curie} для объемных стехиометрических кристаллов LBMO. Сдвиг максимума на зависимости $\rho(T)$ для пленки LBMO в сторону низких температур обусловлен ее обеднением щелочно-земельным элементом (барием). На дефицит бария в сформированных пленках LBMO указывают оценки эффективного объема их элементарных ячеек, полученные на основе рентгеновских данных. С уменьшением x в химической формуле $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ уменьшается концентрация подвижных дырок в манганитной пленке, что обуславливает понижение температуры ферромагнитного упорядочения спинов на ионах марганца. Максимальные значения отрицательного магнетосопротивления $\text{MR} = [\rho(\mu_0 H = 2 \text{ Т}) - \rho(\mu_0 H = 0)] / \rho(\mu_0 H = 0) \approx -0.42$ выращенных манганитных слоев наблюдаются при температурах, близких к 300 К (рис. 4).

Резкое уменьшение ρ пленок LBMO с температурой при $T < T_{\max}$ обусловлено трансформацией включений неферромагнитной (парамагнитной, антиферромагнит-

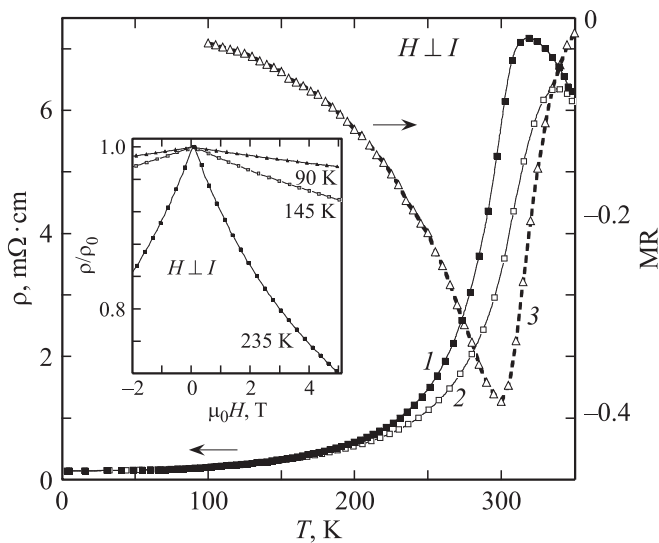


Рис. 4. Температурные зависимости электро- (1,2) и магнетосопротивления (3) пленки (30 nm) LBMO. $\mu_0 H = 0$ (1) и 2 Т (2,3). На вставке — зависимости отношения ρ/ρ_0 пленки LBMO от $\mu_0 H$, измеренные при различных температурах (указаны около кривых).

ной) фазы в ферромагнитные, что приводит к формированию высокопроводящих ферромагнитных каналов протекания в объеме магнитного слоя. Существенное влияние расслоения фаз на электронный транспорт в манганитной пленке при $150 < T < 300$ К является причиной резкой зависимости абсолютных значений ρ и производной $d\rho/dH$ как от температуры, так и от напряженности магнитного поля. Полевые зависимости отношения ρ/ρ_0 , где $\rho \equiv \rho(\mu_0 H = 0)$, для пленки LBMO, измеренные при различных T , приведены на вставке на рис. 4. При $\mu_0 H > 0.5 \text{ Т}$ и $T < T_{\max}/3$, когда основную часть объема пленки составляют ферромагнитные домены, электросопротивление выращенных пленок практически линейно убывает с ростом $\mu_0 H$. Такая зависимость электросопротивления ферромагнитных металлов типично наблюдается [12], когда основным механизмом релаксации носителей заряда является их взаимодействие со спиновыми волнами. Магнитное поле демпфирует возмущения в спиновой системе, что способствует увеличению подвижности носителей заряда.

При низких температурах и слабом магнитном поле значительное влияние на подвижность дырок в пленках LBMO наряду с магнонами оказывают и доменные стенки. Влияние междоменных стенок на электронный транспорт в манганитных пленках становится заметным, когда магнитное поле меньше поля анизотропии. Появление существенной магнетокристаллической анизотропии в пленках LBMO обусловлено их двухосным латеральным сжатием подложкой. Зависимость $\rho(\mu_0 H, T = 90 \text{ К})$ пленки LBMO при сканировании $\mu_0 H$ в последовательности $-5 \rightarrow 0 \rightarrow 1.7 \text{ Т}$ показана на рис. 5. При изменении $\mu_0 H$ от -0.45 до 0 Т ρ возрастает сверхлинейно, что связано с увеличением объемной части доменов, в которых вектор намагниченности M параллелен оси легкого намагничивания. Последняя в выращенных пленках параллельна направлению, вдоль которого длина цепочек Mn–O максимальна [13], т.е. вдоль $[001]$ LSATO. Следует отметить, что при малых $\mu_0 H$ на ориентацию M в пленке LBMO может оказывать влияние и магнетокристаллическая анизотропия в плоскости подложки. Согласно данным, приведенным в [14], ось легкого намагничивания в плоскости подложки в манганитных пленках параллельна $[110]$ LBMO. Возрастание объемной доли доменов, вектор намагниченности в которых направлен вдоль оси легкого намагничивания, продолжается и в процессе увеличения $\mu_0 H$ от 0 до 0.1 Т (участок кривой $A-B$). При $\mu_0 H \approx 0.1 \text{ Т}$ имеет место наивысшая степень пространственной разориентации намагниченности в ферромагнитных доменах, при которой вклад доменных стенок в рассеяние дырок в пленках LBMO максимален, а электросопротивление пленок достигает своего экстремального значения. Резкое падение ρ пленок с увеличением напряженности магнитного поля при $\mu_0 H > 0.1 \text{ Т}$ естественно связать с ослаблением рассеяния дырок на доменных стенках вследствие переориентации намагниченности в доменах вдоль направления магнитного поля. Однако только уменьшением влияния доменных стенок на подвижность дырок наблюдающаяся зависимость электросопротивления пленок от $\mu_0 H$

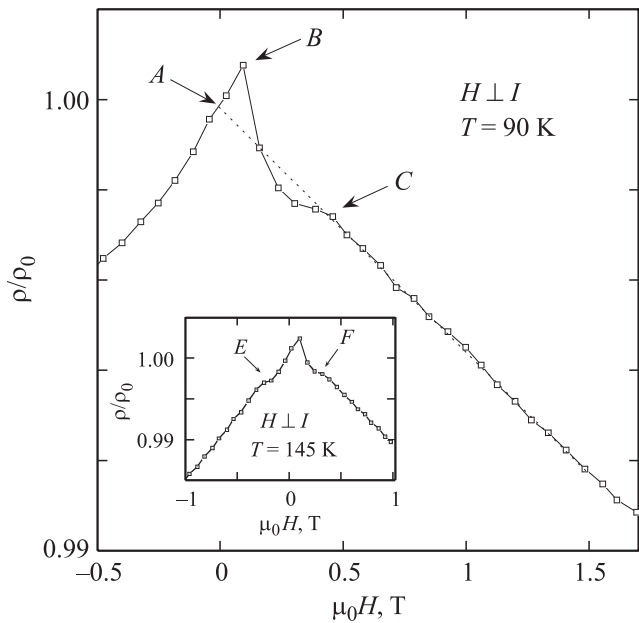


Рис. 5. Зависимость отношения ρ/ρ_0 для пленки LBMО от μ_0H при температуре 90 К. На вставке — аналогичная зависимость при $T = 145$ К.

на участке $B-C$ (рис. 5) объяснить сложно, поскольку измеренные значения электросопротивления меньше тех, которые могли бы быть при доминирующей роли электрон-магнонного рассеяния в процессах релаксации носителей заряда. Пунктирной линией показано, как изменялось бы электросопротивление манганитной пленки с ростом μ_0H от 0 до 0.45 Т при доминирующей роли рассеяния дырок на магнонах (зависимость получена путем экстраполяции отрезка прямой $\rho(\mu_0H, 90\text{ К})$, экспериментально полученной при $\mu_0H > 0.45$ Т). Вероятной причиной наблюдавшихся низких значений ρ пленок LBMО при изменении μ_0H от 0.2 до 0.45 Т является анизотропное магнетосопротивление (AMR). Вклад AMR в электросопротивление ферромагнетика пропорционален произведению $(\rho_{\perp} - \rho_{\parallel}) \cdot \sin^2 \beta$ [15], где β — угол между направлением I и направлением M , а ρ — значения ρ , измеренные при $M \perp I$ и $M \parallel I$. Разность $\rho_{\perp} - \rho_{\parallel}$ для манганитных пленок положительна [16]. При значениях $\mu_0H > 0.45$ Т вектор намагниченности в ферромагнитных доменах пленки LBMО параллелен магнитному полю, но ортогонален измерительному току, поэтому вклад AMR в ее электросопротивление максимален. При значениях $\mu_0H < 0.45$ Т в манганитной пленке наряду с доменами, направление намагниченности в которых параллельно направлению магнитного поля, могут присутствовать домены, в которых M направлена вдоль оси легкого намагничивания в плоскости пленки — $[110]$ LBMО. Именно присутствие последней группы доменов должно приводить к снижению AMR, поскольку в этом случае угол β равен не 90° , а 45° .

При $T = 145$ К характерные особенности на зависимости $\rho(\mu_0H)$ пленок LBMО, индуцированные влиянием

AMR, четко проявляются как при положительных, так и при отрицательных значениях μ_0H , они отмечены стрелками F и E на вставке к рис. 5. Согласно данным, приведенным в [16,17], анизотропное магнетосопротивление манганитных слоев возрастает по мере приближения температуры к T_{Cuire} .

4. Заключение

Использование вицинально полированной подложки LSATO позволяет вырастить однородные по толщине и высокосовершенные по структуре пленки LBMО, направление $[001]$ в которых отклонено на угол (3.2°) относительно нормали к плоскости подложки. Рассогласование в параметрах кристаллических решеток LBMО и LSATO приводит к появлению двухосных латеральных сжимающих напряжений в манганитном слое, которые способствуют его обеднению щелочно-земельным элементом (барием) и индуцируют возникновение существенной магнетокристаллической анизотропии. Экстремальные значения отрицательного магнетосопротивления пленок (30 nm)LBMО/LSATO наблюдаются при температурах, близких к комнатной.

Список литературы

- [1] M. Pannetier, C. Fermon, G. Le Goff, J. Simola, T. Kerr. Science **304**, 1648 (2004).
- [2] S.S.P. Parkin, K.P. Roche, M.G. Samant, P.M. Rice, R.B. Beyers, R.E. Scheuerlein, E.J. O'Sullivan, S.L. Brown, J. Bucchigano, D.W. Abraham, Y. Lu, M. Roods, P.L. Trouilloud, R.A. Wanner, W.J. Gallagher. J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).
- [3] Yu.A. Boikov, R. Gunnarsson, T. Claeson. J. Appl. Phys. **96**, 435 (2004).
- [4] B. Wiedenghorst, C. Höfener, Y. Lu, J. Klein, L. Akff, r. Gross, B.H. Freitag, W. Mader. Appl. Phys. Lett. **74**, 3636 (1999).
- [5] T.I. Kamins. J. Appl. Phys. **42**, 4357 (1971).
- [6] B.C. Chakoumakos, D.G. Scholm, M. Urbanik, J. luine. J. Appl. Phys. **83**, 1979 (1998).
- [7] C. Zuccaro, H.L. Berlincourt, N. Klein, K. Urban. J. Appl. Phys. **82**, 5695 (1997).
- [8] Handbook of Chemistry and physics // Ed. R.C. Wast. 59th ed. CRC PRESS, Inc., Florida, USA (1979). P. F-213.
- [9] J. Zhang, H. Tanaka, T. Kanki, J.-H. Choi, T. Kawai. Phys. Rev. B **64**, 184 404 (2001).
- [10] E.D. Specht, R.E. Clausing, L. Heatherly. J. Mater. Res. **5**, 2351 (1990).
- [11] Ю.А. Бойков, В.А. Данилов. ФТТ **49**, 1451 (2007).
- [12] B. Raquet, M. Viret, J.M. Broto, E. Sondergard, O. Cespedes, R. Mamy. J. Appl. Phys. **91**, 8129 (2002).
- [13] H.S. Wang, E. Wertz, Y.F. Hu, Qi Li. J. Appl. Phys. **87**, 6749 (2000).
- [14] N.D. Mathur, M.-H Jo, J.E. Evetts, M.G. Blamire. J. Appl. Phys. **89**, 3388 (2001).
- [15] E.D. Dahlberg, K. Riggs. J. Appl. Phys. **63**, 4270 (1988).
- [16] J. O'Donnell, M Onellion, R.S. Rzchowski, J.N. Eckstein, I. Bozovic. Phys. Rev. b **55**, 7873.
- [17] M. Bibes, O. Gorbenco, B. Martinez, A. Kaul, J. Fontcuberta, J. Magn. Magn. Mater. **211**, 47 (2000).