

СПИН-ЗАВИСИМЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В МАНГАНИТНЫХ БИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОНТАКТАХ

А. М. Петржиж^{a,*}, В. В. Демидов^a, Г. А. Овсянников^{a,b},

И. В. Борисенко^a, А. В. Шадрин^{a,b}

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

^b Chalmers University of Technology
SE-41296, Gothenburg, Sweden

Поступила в редакцию 31 декабря 2011 г.

Исследованы магнитные бикристаллические пленки и контакты манганитных пленок $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ (LSMO) и $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ (LCMO), эпитаксиально выращенных на подложках NdGaO_3 , плоскости (110) двух частей которых были разориентированы (наклонены) на углы 12° , 22° , 28° и 38° . Для сравнения были изготовлены бикристаллические границы с разориентацией осей плоскостей (110) NdGaO_3 на 90° . Направления осей и величины констант магнитной анизотропии пленок по обе стороны от границы определены двумя независимыми методиками магниторезонансной спектроскопии. Получено, что магнитная разориентация осей в плоскости подложки значительно меньше кристаллографической разориентации для наклонных бикристаллических границ, а для границ с разворотом осей наблюдается совпадение кристаллографических и магнитных углов разориентации. Экспериментально наблюдалось увеличение магнитосопротивления и характерного сопротивления бикристаллических контактов с увеличением угла разориентации. Проведен расчет магнитосопротивления бикристаллических контактов с учетом одноосной анизотропии, который позволил разделить вклад туннельного и анизотропного магнитосопротивлений. Наибольшее туннельное магнитосопротивление наблюдалось на бикристаллических контактах из LCMO, в которых характерное сопротивление границы выше, чем в границах из LSMO.

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные контакты являются основным элементом устройств спинтроники, где манипуляции производятся не с зарядовым, а со спиновым состоянием системы [1]. Наиболее привлекательными материалами для использования в магнитных контактах являются ферромагнетики со спиновой поляризацией носителей, близкой к 100%. При использовании таких материалов в магнитных контактах можно ожидать рекордных значений магнитосопротивления, а также наблюдать наиболее сильные эффекты, вызванные сильной спиновой инжекцией (см., например, [2]).

Допированные манганиты типа $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (где $\text{A} = \text{Sr}, \text{Ca}, \text{Ba}, \dots$) при оптимальном уровне допирования $x \approx 0.33$ являются ферромагнитны-

ми материалами с высокой поляризацией носителей, близкой к 100% (см., например, [3]). При этом в ферромагнитном состоянии эти материалы являются полуметаллическими ферромагнетиками, в которых электронная плотность состояний на уровне Ферми полностью поляризована по спину, так что проводимость в основном обусловлена спин-поляризованными носителями [4]. Наиболее привлекательными, с прикладной точки зрения, являются пленки, изготовленные из таких материалов. Известно большое число работ по исследованию магнитосопротивления в манганитных пленках, как правило выращенных на подложках из титаната стронция SrTiO_3 (STO) [5–15]. Наряду с исследованием низкополевой анизотропии пленок, в ряде работ изучаются магнитные контакты в таких пленках. Создание магнитных контактов из манганитов осложняется их высокой чувствительностью как к деградации химического состава, так и к изменению элект-

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

тронного состояния вблизи бикристаллической границы. Одним из способов получения магнитных контактов является создание бикристаллической границы в тонкой эпитаксиальной пленке путем эпитаксиального выращивания пленки на подложке, состоящей из двух разориентированных монокристаллических частей. Большое внимание в последнее время было уделено исследованию манганитных контактов на бикристаллических границах, полученных в эпитаксиальных пленках, выращенных на бикристаллических подложках из STO с разориентацией кристаллографических осей манганитов вокруг нормали к плоскости подложки (разориентированные бикристаллические контакты, РБК) [16–18].

Магнитосопротивление традиционно определяется как $MR = (R_1 - R_0)/R_0$, где R_0 — сопротивление в нулевом поле ($H = 0$), а R_1 — сопротивление при $H \neq 0$. Величина магнитосопротивления зависит от магнитного поля. Но в ряде случаев, например для туннельного и анизотропного магнитосопротивлений, чтобы оперировать не функцией, а определенным значением, низкополевое туннельное магнитосопротивление удобно определять как $MR = (R_{max} - R_0)/R_0$. Здесь R_{max} — максимальное значение сопротивления. Известно большое число работ по исследованию магнитосопротивления в манганитных пленках, как правило, выращенных на подложках из STO [5–15]. Полученные бикристаллические контакты обладали туннельным магнитосопротивлением в несколько десятков процентов при полях меньше 1 кЭ и характерным сопротивлением, изменяющимся в широком диапазоне в зависимости от качества бикристаллической границы подложки (10^{-7} – 10^{-5} Ом·см²). При отжиге туннельное магнитосопротивление увеличивалось до 300% [19]. Его величина росла также с увеличением угла разориентации от нуля до 45° [20]. При таком высоком значении туннельного магнитосопротивления, вкладами колоссального и анизотропного магнитосопротивлений подводящих манганитных пленок можно пренебречь из-за их малости по отношению к туннельному. Как показало исследование бикристаллических границ из купратных сверхпроводников [18, 19], использование разориентации базовых плоскостей вокруг линии бикристаллической границы (наклонные бикристаллические контакты, НБК) позволяет существенно улучшить, по сравнению с РБК, микроструктуру границы и уменьшить ее фасетирование. Данный тип бикристаллической границы обладает низкой концентрацией дислокаций в плоскости границы и имеет лучшую морфологию границы [21]. Первые эксперименты, проведенные на НБК, пока-

зали высокие значения туннельного магнитосопротивления (до 150%) для НБК из $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ с довольно большим значением сопротивления бикристаллической границы ($(3-5) \cdot 10^{-5}$ Ом·см²) [22]. В то же время для НБК из $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ величина туннельного магнитосопротивления составляла единицы процентов и была сравнима с вкладом от анизотропного магнитосопротивления [23].

Целью данной работы являлось изучение магнитных параметров манганитных бикристаллических пленок и магнитосопротивлений бикристаллических контактов из $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ (LSMO) и $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ (LCMO) на бикристаллической подложке из галата ниодима с НБК-разориентацией и сравнение с результатами для РБК-разориентации. Также исследовались вклады колоссального и анизотропного магнитосопротивлений пленок в полное магнитосопротивление бикристаллических контактов.

2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эпитаксиальные пленки LSMO и LCMO толщиной 50–70 нм выращивались методом лазерной абляции на симметричных бикристаллических подложках из NdGaO_3 (NGO) с поворотом плоскостей (110)NGO вокруг направления $[1\bar{1}0]$ NGO на углы $2\theta = 12^\circ, 22^\circ, 28^\circ, 38^\circ$ (НБК, см. рис. 1). Бикристаллические подложки с разориентацией 90° получались поворотом осей плоскости (110)NGO вокруг нормали к подложке (РБК).

Рост пленок проводился в атмосфере кислорода с давлением $P = 0.2$ мбар при температуре подложки $T = 750^\circ\text{C}$ с последующим охлаждением в кислороде при давлении 1 бар [23, 24]. При росте манганитных пленок на подложках из NGO выполнялись одинаковые эпитаксиальные соотношения для пленок как LSMO, так и LCMO. Например, для пленок LSMO имеем

$$(001)\text{LSMO} \parallel (110)\text{NGO}, \quad [100]\text{LSMO} \parallel [1\bar{1}0]\text{NGO}.$$

Постоянная псевдокубической решетки $a_L = 0.388$ нм для LSMO ($a_L = 0.3858$ нм для LCMO), в то время как постоянная решетки (110)NGO (орторомбическая ячейка, $a = 0.5426$ нм, $b = 0.5502$ нм, $c = 0.7706$ нм) равна $a_N = 0.3853$ нм вдоль направления $[001]$ и $b_N = 0.3863$ нм вдоль направления $[1\bar{1}0]$ [25, 26]. При эпитаксиальном росте в пленках LSMO наблюдается неравномерное сжатие в плоскости подложки [24, 25]. В пленках

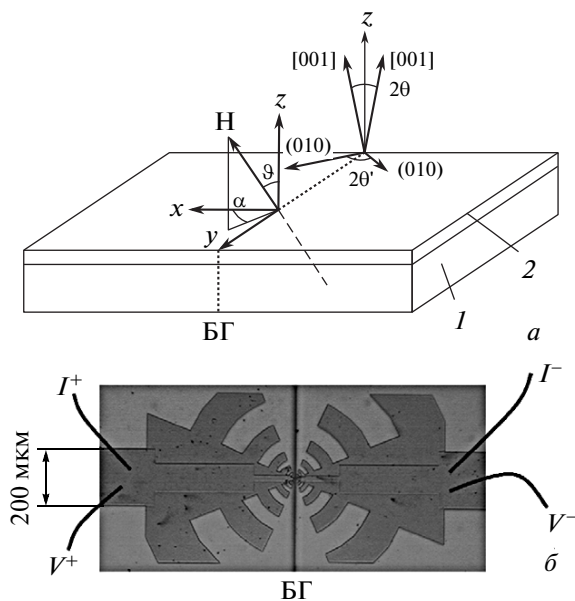


Рис. 1. а) Схематичное изображение наклонной бикристаллической границы (БГ) в манганитной пленке 2 и в подложке NdGaO₃ 1. Кристаллографические направления [001] двух половинок манганитной пленки для НБК указаны стрелками. Для РБК также стрелками указаны разориентированные плоскости (010). Отмечены углы разориентации для НБК (2θ) и РБК (2θ'). Изображены углы α и θ, определяющие направление внешнего магнитного поля. Ось x совпадает с направлением тока, а y — с бикристаллической границей. б) Фото бикристаллического контакта, включенного в логопериодическую антенну. Схематично изображены подводящие линии для четырехточечного измерения сопротивления контакта

ЛСМО возникают разнополярные механические напряжения — сжимающие вдоль направления [001]NGO и растягивающие вдоль [110]NGO поскольку $a_N < a_L < b_N$. При эпитаксиальном росте кристаллическая структура бикристаллической подложки повторяется в манганитной пленке и образуется бикристаллическая граница в пленке.

Пересекающие бикристаллическую границу мостики формировались ионно-лучевым травлением с использованием маски из фоторезиста и имели ширину 6–8 мкм (см. центральную часть рис. 1б). Все электрофизические измерения проводились по четырехточечному методу с использованием платиновых или золотых контактных площадок. Постоянный ток протекал в плоскости пленки перпендикулярно границе, а направление внешнего магнитного поля варьировалось и определялось двумя углами: полярным α и азимутальным θ (см. рис. 1а).

Для определения параметров магнитной анизотропии в данной работе были применены две независимые методики, основанные на резонансном поглощении ферромагнитными пленками электромагнитного излучения. Во-первых, использовался стандартный ЭПР-спектрометр X-диапазона (частота около 10 ГГц) ER-200 фирмы Bruker, на котором снимались угловые зависимости спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) в так называемой параллельной ориентации. В этом случае образцы вращались на 360° вокруг оси, перпендикулярной плоскости подложки, а постоянное магнитное поле и магнитная составляющая СВЧ-поля все время были взаимно перпендикулярны и оставались в плоскости пленки. Такая методика позволяет с хорошей точностью определять как направления осей магнитной анизотропии, так и величины констант анизотропии [24].

Однако спин-зависимый транспорт в манганитных бикристаллических контактах предполагает использование значительно меньших внешних магнитных полей, чем те, которые необходимы для наблюдения спектров ФМР в X-диапазоне (около 2 кЭ). Поэтому в работе использовалась также вторая методика, основанная на резком увеличении стационарной магнитной восприимчивости одноосного ферромагнетика при направлении внешнего магнитного поля вдоль трудной оси намагничивания [24, 27] в условиях, когда величина поля изменяется вблизи значения, равного полю одноосной анизотропии. Для реализации второй методики был использован самодельный спектрометр магнитного резонанса, работающий на основе Q-метра [28]. Угловые зависимости спектров поглощения также снимались в условиях параллельной ориентации. Внешнее магнитное поле менялось в диапазоне от –300 Э до 300 Э, и когда его направление приближалось к направлению оси трудного намагничивания одноосной магнитной анизотропии, возникало резкое увеличение сигнала поглощения электромагнитного излучения в области значений, равных величине поля одноосной анизотропии.

3. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В БИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОНТАКТАХ

Угловые зависимости спектров ФМР изучались при комнатной температуре. При регистрации ФМР на манганитных пленках, выращенных на бикристаллических подложках, как правило, наблюдались сложные спектральные кривые. Тем не менее все-

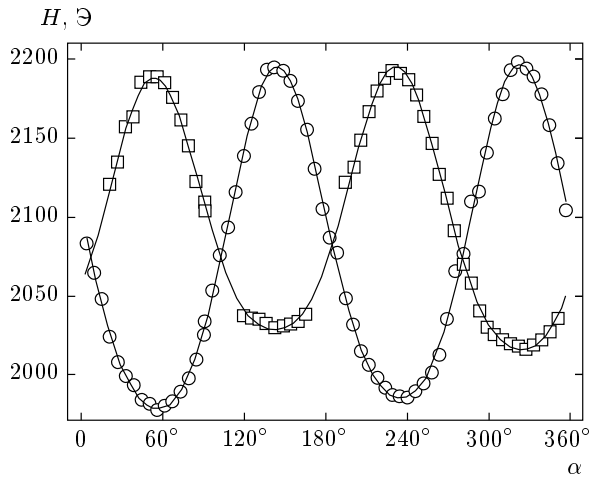


Рис. 2. Угловые зависимости резонансных полей двух линий ФМР в пленке LSMO

гда удавалось выделить основную пару линий и проследить их эволюцию при вращении образца. На рис. 2 приведен пример угловой зависимости резонансных полей линий ФМР, соответствующих двум частям пленки LSMO, разделенных бикристаллической границей, которая образована 90-градусной РБК-разориентацией подложки NGO.

Прежде всего следует обратить внимание на преобладание одноосевой (с π -периодичностью) магнитной анизотропии над кубической (с $\pi/2$ -периодичностью), что характерно для манганитных пленок, выращенных на подложках NGO [11–13, 24, 25, 29]. Кроме того, из рис. 2 видно, что при некоторых значениях угла α не удалось разделить линии (экспериментальные точки отсутствуют). В то же время можно с уверенностью утверждать, что оси одноосной магнитной анизотропии от участков пленки, расположенных по разную сторону от границы, развернуты под углом, близким к 90° . Соотношение между частотой электромагнитного излучения и величиной магнитного поля H ФМР можно получить в аналитическом виде с явной зависимостью от искоемых параметров анизотропии [24]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(4\pi M_0 + H_0 + \frac{2K_u}{M_0} \cos^2 \varphi_u + \frac{2K_c}{M_0} \frac{1 + \cos^2 2\varphi_c}{2}\right) \times \left(H_0 + \frac{2K_u}{M_0} \cos^2 \varphi_u + \frac{2K_c}{M_0} \cos 4\varphi_c\right). \quad (1)$$

Здесь ω — циклическая частота, γ — гиромагнитное отношение, M_0 — равновесная намагниченность, φ_u

и φ_c — углы между внешним магнитным полем и легкими осями соответственно одноосной и кубической (кристаллографической) анизотропии, а K_u и K_c — константы одноосной и кубической анизотропии. Эти константы задают, в свою очередь, поля одноосной $H_u = 2K_u/M_0$ и кубической $H_c = 2K_c/M_0$ анизотропии. Таким образом, методика, основанная на изучении спектров ФМР, дает достаточную информацию о параметрах анизотропии исследуемых объектов (табл. 1).

Из приведенных в табл. 1 данных можно сделать вывод о том, что разориентация легких осей одноосной магнитной анизотропии находится в диапазоне $4\text{--}90^\circ$ и зависит как от угла, так и от типа разориентации двух частей бикристаллической подложки. Из результатов работы [26] следует, что при росте пленок LSMO на плоскости (110)NGO наблюдается рост типа куб на куб. Магнитные измерения, проведенные нами [24, 25], а также в работе [12], показали, что легкая ось пленки LSMO, нанесенной на плоскость (110)NGO, совпадает с направлением $[1\bar{1}0]$ NGO. В результате для бикристаллических пленок с границей типа РБК и разориентацией осей $[1\bar{1}0]$ NGO на угол $2\theta' = 90^\circ$ направления легких осей должны различаться на 90° . В эксперименте разориентация осей намагниченности находится в диапазоне $89\text{--}92^\circ$. В симметричных бикристаллических НБК-пленках в плоскости подложки также наблюдается разориентация легких осей намагниченности, которая, однако, существенно меньше, чем разворот плоскостей (110)NGO [12, 24, 25]. Не исключено, что наклон плоскости (110)NGO изменяет магнитную анизотропию пленки LSMO [24]. Аналогичный разворот осей наблюдался в пленках LSMO на бикристаллических подложках в работе [18].

На рис. 3 приведен пример угловой зависимости сигнала поглощения электромагнитного излучения при комнатной температуре с частотой 300 МГц бикристаллической пленкой LSMO с углом разворота 90° в ходе изменения внешнего магнитного поля. При этом, для упрощения рисунка, показан только положительный интервал значений внешнего магнитного поля. Изменение магнитного поля в противоположном направлении приводит к аналогичным зависимостям.

Выше уже отмечалось, что все измерения по этой методике проводились в том же интервале внешних магнитных полей, при которых проводилось исследование магнитосопротивления бикристаллических контактов. Кроме того, узость линий поглощения в зависимости как от угла поворота (см. вставку на рис. 3), так и от величины внешнего магнитно-

Таблица 1. Параметры магнитной анизотропии LSMO бикристаллических пленок и контактов, определенные по двум независимым методикам при $T = 300$ К

Номер образца	2θ , град.	$2\theta'$, град.	H_u , Э	α_{easy} , град.	α_{hard} , град.	$\Delta\alpha$, град.	Тип образца
817	0	90	123 98.4	53.8 -37.6	146.4 54.3	91.4-92.1	пленка
866	12	0	90 137	-	89.4 90.6	1.2	контакты
843	0	90	154 248	48.7 -40.9	-47.4 44.0	89.6-91.4	контакты

Примечание: 2θ — угол разориентации кристаллографических плоскостей (001)LSMO, $2\theta'$ — угол разориентации направлений [010]LSMO, H_u — поле одноосной анизотропии, α_{easy} — угол отклонения легкой оси намагничивания LSMO, отсчитанный от нормали к границе, получен с помощью ФМР в X-диапазоне; α_{hard} — угол отклонения трудной оси намагничивания, полученный с помощью радиочастотного поглощения на 300 МГц, $\Delta\alpha$ — угол разориентации намагниченностей в плоскости подложки.

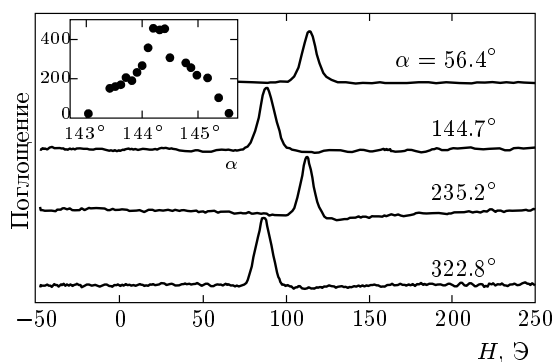


Рис. 3. Полевые зависимости сигналов поглощения на частоте 300 МГц для бикристаллической пленки с углом РБК-разориентации $2\theta' = 90^\circ$ при различных значениях угла α между направлением внешнего магнитного поля и осью x . На вставке показана угловая зависимость амплитуды максимума поглощения (в отн. ед.) вблизи угла $\alpha = 144^\circ$

го поля позволяет в некоторых случаях (в частности, при одинаковом направлении осей намагниченности) более надежно провести разделение сигналов от двух частей бикристаллической пленки. Это особенно важно при малых углах разворота кристаллографических осей подложек, когда относительно большие ширины ФМР не позволяют разделить резонансные линии от частей пленки, расположенных по разные стороны от границы.

Из рис. 3 хорошо видно наличие двух сортов линий поглощения, которые следует приписать двум частям бикристаллической пленки. Численные рас-

четы в модели одноосного ферромагнетика в подобной геометрии указывают на то, что углы, соответствующие резонансам при изменении угла, указывают направления трудных осей намагничивания, а значения полей, соответствующие максимумам при изменении H , дают величины полей анизотропии. С учетом того, что оси трудного и легкого намагничивания в одноосном ферромагнетике расположены перпендикулярно друг к другу, обе методики дали одинаковые величины для параметров магнитной анизотропии исследованных бикристаллических пленок (см. табл. 1). Отличие разности измеренных углов осей анизотропии от величины 90° для РБК-границ вызвано неточностью (несколько градусов) первоначальной установки образца на держателе. Заметим, что присутствие в образцах кубической составляющей магнитной анизотропии сдвигает реальные максимумы. Однако, во-первых, для пленок, выращенных на подложках NGO, этот сдвиг незначителен, а во-вторых, он легко учитывается в численных расчетах.

Следует заметить, что измеряемое поглощение обусловлено мнимой частью динамической магнитной восприимчивости. Последняя, в свою очередь, является произведением статической восприимчивости, резонансное поведение которой используется в данной методике, и функции, зависящей от времени релаксации τ и определяющей затухание намагниченности. Максимум этой функции имеет место при значении $\omega\tau = 1$. В исследуемых пленках эти величины предположительно лежат в диапазоне 10^{-9} – 10^{-8} с, чем и был обусловлен выбор частоты

для второй методики. Данная методика позволяет, в принципе, получать величину τ в одноосных ферромагнетиках при регистрации спектров поглощения на разных частотах. Сигнал той же природы наблюдался и при частоте 10 ГГц, но его величина была значительно меньше, что не позволяло получить необходимую чувствительность.

4. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ БИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МОСТИКОВЫХ КОНТАКТОВ

4.1. Температурные зависимости

На рис. 4 показаны температурные зависимости сопротивления бикристаллических мостиковых контактов из LSMO и LSMO, полученные в отсутствие внешнего магнитного поля.

Переход в ферромагнитное состояние манганитов в окрестности температуры Кюри T_C , как правило, сопровождается переходом диэлектрик–металл, который проявляется в виде максимума на температурной зависимости сопротивления при температуре T_P . Значения T_P и T_C обычно совпадают с точностью в несколько градусов [12, 30]. Температура Кюри эпитаксиальных пленок LSMO и LSMO определялась по температурной зависимости резонансного поля электронного магнитного резонанса, согласно методике, подробно изложенной в работах [24, 25]. Как видно из рис. 4, для данных контактов величина T_P составляет 210 К для LSMO и более 300 К для LSMO. Сравнение температурных зависи-

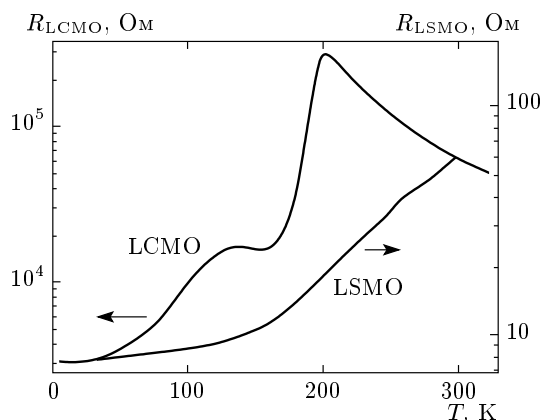


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивления манганитных бикристаллических контактов на РБК-пленках LSMO ($2\theta = 90^\circ$) и НБК-пленках LSMO ($2\theta = 28^\circ$). Измерения проводились в магнитном поле Земли ($H \approx 0.5$ Э)

остей сопротивления бикристаллического контакта из LSMO и мостика из эпитаксиальной пленки показывает, что вблизи границы происходит уменьшение T_P до 130 К по сравнению с $T_P = 210$ К в пленках, образующих бикристаллическую границу. Это наиболее отчетливо проявляется при учете сопротивления подводящих пленок бикристаллического контакта [26, 31].

Высокое характерное сопротивление контакта из LSMO, $RA = 3 \cdot 10^{-5}$ Ом·см² (где R и A — соответственно сопротивление и площадь поперечного сечения бикристаллического контакта) при $T = 4.2$ К свидетельствует о наличии барьерного слоя с прозрачностью 10^{-4} – 10^{-3} (определяемой параметром RA). Появление такого барьера, скорее всего, вызвано сильным уменьшением зарядовой плотности до критического значения, при котором происходит формирование ферромагнитного материала с пониженной температурой T_C . В бикристаллических контактах из LSMO явный второй пик на зависимости $R(T)$ не наблюдается, что свидетельствует о пренебрежимо малом вкладе переходного слоя с подавленным ферромагнетизмом вблизи бикристаллической границы, а более низкое (по сравнению с LSMO) значение характерного сопротивления LSMO контактов $RA = 10^{-7}$ – 10^{-5} Ом·см² указывает на то, что барьерный слой имеет более высокую прозрачность, чем контакты LSMO. Тем не менее надо отметить, что более детальные измерения температурной зависимости сопротивления РБК на STO, проведенные в работе [20], показали наличие в LSMO приграничного слоя с пониженным значением температуры Кюри ($T_P \approx 250$ К).

4.2. Зависимость сопротивления контактов от внешнего магнитного поля

На рис. 5 показаны зависимости магнитосопротивления бикристаллического контакта из LSMO с углом разориентации $2\theta = 12^\circ$, для трех направлений магнитного поля ($\alpha = 5^\circ, 51^\circ, 85^\circ$), лежащего в плоскости подложки ($\vartheta = 90^\circ$) при $T = 77$ К. Магнитосопротивление нормировано на сопротивление контакта при значении внешнего поля $H = 1$ кЭ.

Из рис. 5 видно, что при достаточно больших значениях внешнего магнитного поля сопротивление уменьшается с ростом поля. Подобное уменьшение принято объяснять наличием эффекта колоссального магнитосопротивления в этих веществах [5, 6, 9], который является определяющим в сильных магнитных полях (порядка 10 кЭ).

В слабых магнитных полях (порядка сотен эр-

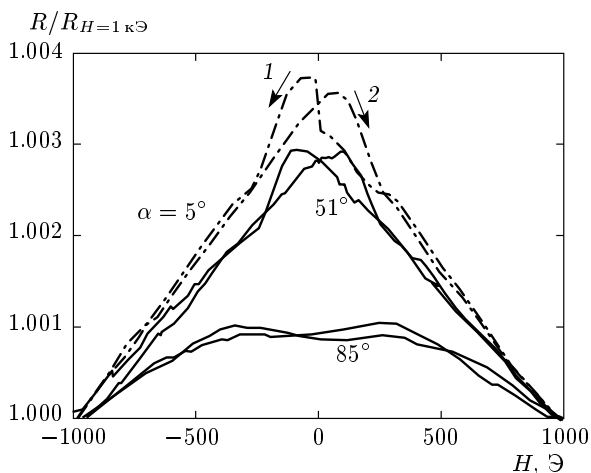


Рис. 5. Магнитосопротивление бикристаллического контакта LSMO с углом разворота $2\theta = 12^\circ$ при $T = 77$ К для разных направлений внешнего магнитного поля: $\alpha = 5^\circ, 51^\circ$ и 85° , угол $\vartheta = 90^\circ$ не изменился. Стрелками указано направление изменения величины внешнего магнитного поля

стед) наблюдается гистерезис по магнитному полю, характерный для ферромагнетиков (см. рис. 5). В случае совпадения направлений внешнего магнитного поля и протекающего тока наблюдались максимальные положительные колоколообразные пики сопротивления, которые можно объяснить как туннельным магнитосопротивлением при прохождении тока через границу [32], так и анизотропным магнитосопротивлением самой пленки. Последнее может вызываться анизотропией спин-орбитального взаимодействия между $e_{g\uparrow}$ - и $e_{2g\uparrow}$ -орбиталями ионов марганца [7, 14], рассеянием спин-поляризованных электронов при прохождении через движущиеся магнитные доменные стенки [33–36], эффектом Холла [37, 38] и прочими механизмами. В данном случае максимальная величина магнитосопротивления наблюдалась при $\alpha = 5^\circ$ и составляла 0.05 %. При отклонении направления магнитного поля от направления тока величина магнитосопротивления уменьшалась.

На рис. 6 показана зависимость магнитосопротивления бикристаллического контакта из LSMO с углом разориентации $2\theta = 28^\circ$ при температуре 4.2 К. При этом внешнее магнитное поле было направлено по нормали к пленке (вдоль оси z , см. рис. 1). Видно, что в случае пленки LSMO эффект значительно больше. Максимально полученное магнитосопротивление составило около 150 %, что соответствует рекордным показателям для бикристаллических контактов на основе LSMO [19].

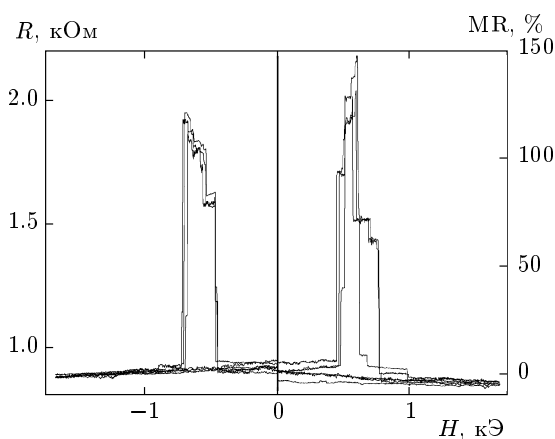


Рис. 6. Магнитосопротивление бикристаллического НБК из LSMO с $2\theta = 28^\circ$ при $T = 4.2$ К, внешнее магнитное поле направлено вдоль оси z

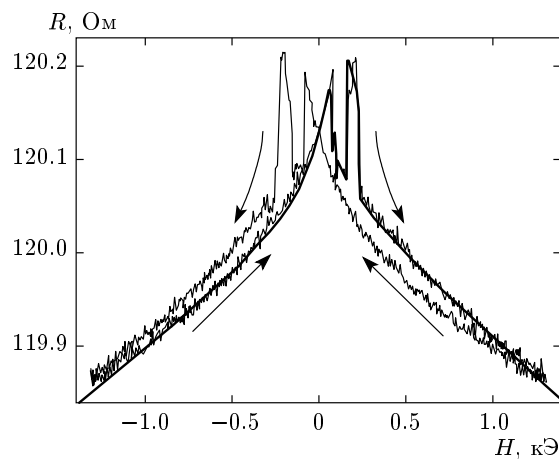


Рис. 7. Магнитосопротивление бикристаллического контакта из LSMO с $2\theta = 12^\circ$ (образец 866, см. табл. 1) при $T = 4.2$ К, магнитное поле направлено параллельно протекающему току. Стрелками показано направление изменения величины внешнего магнитного поля. Результаты расчета (жирная линия) показаны только для возрастания поля от -1300 Э до 1300 Э

На рис. 7 показано изменение магнитосопротивления бикристаллического контакта из LSMO с углом НБК-разориентации $2\theta = 12^\circ$ при направлении внешнего магнитного поля, параллельном электрическому току ($\vartheta = 0, \alpha = 90^\circ$, см. рис. 1), и температуре $T = 4.2$ К. Внешнее магнитное поле многократно изменялось в интервале ± 1.3 кЭ. В данном случае наблюдаются по два положительных пика в магнитосопротивлении, симметричных относительно нулевого поля, что прямо указывает на вклад

Таблица 2. Магнитосопротивление бикристаллических контактов при низких температурах

Номер образца	2θ , град.	$2\theta'$, град.	Материал	RA , Ом·см ²	α , град.	ϑ , град.	MR, %	H_{max} , Э
865	0	90	LSMO	$7 \cdot 10^{-8}$	0	90	0.04	240
843	0	90	LSMO	$2.9 \cdot 10^{-7}$	0	90	0.015	180
866	12	0	LSMO	$1.2 \cdot 10^{-6}$	0	90	0.07	200
905	22	0	LSMO	$1.3 \cdot 10^{-5}$	0	90	0.0017	140
5	28	0	LCMO	$3 \cdot 10^{-5}$	—	0	150	600
904	38	0	LSMO	$8 \cdot 10^{-6}$	0	90	6.57	262

Примечание: MR — магнитосопротивление; H_{max} — магнитное поле, при котором наблюдается локальный максимум сопротивления; RA — произведение сопротивления контакта на его площадь; обозначения углов α и ϑ , приведено на рис. 1; 2θ и $2\theta'$ — углы разориентации; температура измерений $T = 4.2$ К.

в магнитосопротивление как границы (туннельное магнитосопротивление), так и самой пленки (анизотропное магнитосопротивление). Полученное максимальное значение $MR \approx 0.1\%$ близко к величинам, достигаемым на эпитаксиальных пленках LSMO [8]. В табл. 2 представлены величины магнитосопротивлений при низких температурах для исследованных мостиковых контактов. Значения характерного сопротивления RA и магнитосопротивления имеют тенденцию увеличиваться с ростом угла разориентации. Подобный рост наблюдался при изменении угла разориентации в диапазоне $4-40^\circ$ на пленках LSMO, выращенных на бикристаллических НБК-подложках из STO [20]. Наблюдается также возрастание величин RA . Образец 905 ($2\theta = 22^\circ$) не учитывается в зависимости величин RA и магнитосопротивления от угла разориентации из-за наличия большого количества дефектов в бикристаллической границе подложки, которые наблюдаются в оптическом микроскопе.

Для количественного описания туннельного магнитосопротивления в магнитных контактах мы использовали подход, предложенный в работе [39]. Фактически следует рассматривать туннельную проводимость между двумя ферромагнитными средами с поляризованными по спину носителями и разделенными туннельными барьерами. Необходимо учесть, что намагниченности по обе стороны от барьера направлены под разными углами β_1 и β_2 относительно границы. Аналитическое выражение для спиновой проводимости G_{sp} в такой ситуации выглядит следующим образом [40, 41]:

$$G_{sp} = G_{sp}^0 [1 + P^2 \cos(\beta_1 - \beta_2)]. \quad (2)$$

Здесь G_{sp}^0 — проводимость поляризованных спинов, направленных под углом 90° друг к другу, а P — поляризация этих спинов. Учитывая, для полноты картины, вклад в проводимость неполяризованных носителей, G_{ns} , можно записать выражение для сопротивления R_{TMR} туннельного барьера [39]:

$$R_{TMR} = \frac{1}{G_{sp} + G_{ns}} = \frac{R_{sp}}{1 + P^2 \cos(\beta_1 - \beta_2) + g}, \quad (3)$$

где $R_{sp} = 1/G_{sp}$, а $g \equiv G_{ns}/G_{sp}$.

Для описания анизотропного магнитосопротивления R_{AMR} в ферромагнетиках используют формулу

$$R_{AMR}(\alpha_M) = R_{\perp} + (R_{\parallel} - P_{\perp}) \cos^2 \alpha_M, \quad (4)$$

где R_{\perp} и R_{\parallel} — сопротивления, измеренные при токах, текущих соответственно перпендикулярно и вдоль намагниченности, а α_M — угол между намагниченностью и током, который при больших магнитных полях совпадает с углом α между магнитным полем и током. В работе [15] зависимость (4) была обобщена путем феноменологического введения для сопротивления тензора четвертого порядка, что дало возможность учесть кристаллографическую симметрию образцов.

Для объяснения наблюдаемой зависимости магнитосопротивления требуется одновременно учитывать как туннельное, так и анизотропное магнитосопротивление. При направлении магнитного поля, перпендикулярном границе (таковы условия эксперимента, результаты которого изображены на

рис. 7), определяющую роль в магнитосопротивлении мостика, пересекающего границу, играет когерентное вращение намагниченностей по обе стороны от этой границы [9, 39], поэтому будем пользоваться зависимостью (3). Однако необходимо учесть, что помимо самого мостика свой вклад в сопротивление вносят и подводящие участки пленки (см. рис. 1), сопротивление которых будем ассоциировать с анизотропным магнитосопротивлением, для которого надо применять выражение (4). Таким образом, численный анализ экспериментальных данных проводился по формуле

$$R = R_1^\perp + (R_1^\parallel - R_1^\perp) \cos^2 \alpha_1 + \frac{R_{sp}}{1 + P^2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + g} + R_2^\perp + (R_2^\parallel - R_2^\perp) \cos^2 \alpha_2. \quad (5)$$

Здесь индексы «1» и «2» относятся к двум частям пленки, расположенным по разные стороны от границы. Углы $\alpha_{1,2}$ и $\theta_{1,2}$ задаются направлениями намагниченностей в обеих частях пленки. Эти направления определялись при каждом значении магнитного поля из условия минимума свободной энергии

$$F = -(\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}) - \frac{K_u}{M^2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{n}_u)^2 + \frac{1}{2} (\mathbf{M} \cdot \hat{N}^c \cdot \mathbf{M}), \quad (6)$$

учитывающей зеемановское взаимодействие (первый член), наведенную одноосную магнитную анизотропию (второй член) и кубическую магнитную анизотропию (третий член), обусловленную структурой вещества LSMO. В выражении (6) \mathbf{M} — вектор магнитного момента, \mathbf{H} — напряженность внешнего магнитного поля, K_u — константа магнитной анизотропии, \mathbf{n}_u — единичный вектор, направленный вдоль оси легкого намагничивания, \hat{N}^c — тензор кристаллографической (в данном случае кубической) анизотропии. Необходимые для такой процедуры величины магнитного момента, направления осей и величины магнитной анизотропии находились с помощью анализа магниторезонансных исследований бикристаллических контактов [24].

Расчеты выполнялись численно, а найденные для каждого значения магнитного поля направления намагниченностей использовались для вычисления полевой зависимости сопротивления контакта по формуле (5) с добавлением линейной по полю зависимости, обусловленной эффектом колоссального магнитосопротивления. При получении кривой, описывающей экспериментальные результаты на рис. 7,

использовались направления осей трудного намагничивания, полученные из магниторезонансных измерений на частоте 300 МГц и приведенные в табл. 1 (см. пятый столбец для образца 866). К сожалению, угловая зависимость ФМР не позволяет разделить спектры от частей, расположенных по разные стороны от границы из-за малой разориентации осей намагниченности (см. подпись к рис. 3). Что касается численных значений для полей анизотропии, то в слагаемом, описывающем АМС, брались величины из табл. 1 (см. третий столбец для образца 866), увеличенные примерно на 20 %, а для слагаемых, отвечающих туннельному магнитосопротивлению, эти величины пришлось увеличить примерно в 2.7 раза. В результате пик сопротивления вблизи нулевого поля на рис. 7 описывается слагаемым, отвечающим анизотропному магнитосопротивлению в подводящих частях пленки, а резкое возрастание с последующим столь же резким спадом в области 200 Э — вкладом туннельного магнитосопротивления бикристаллического контакта.

Вообще говоря, возрастание одноосной анизотропии с понижением температуры в пленке LSMO, выращенной на подложке из NGO, не является очевидным фактом. В литературе на этот счет имеются противоречивые данные, и получены они косвенным путем [10, 42]. К подобному косвенному доводу в пользу увеличения одноосной анизотропии при уменьшении температуры можно отнести и результаты данной работы. В то же время необходимы более прямые измерения температурной зависимости величины одноосной анизотропии.

Следует сказать несколько слов о возможностях увеличения эффекта туннельного магнитосопротивления в пленках LSMO, в которых существенная величина спиновой поляризации P достигается уже при комнатной температуре. Из анализа формулы (3) следует, что к росту эффекта приведет увеличение отношения R_{sp}/R_0 , которое, конечно, лучше осуществить за счет уменьшения сопротивления подводящих участков пленки. Кроме того, желательно создать бикристаллическую пленку с одинаково направленными легкими осями намагниченности по обе стороны от границы, при этом обеспечив разные величины констант анизотропии. В этом случае, помимо максимального эффекта при направлении внешнего магнитного поля вдоль легких осей, будут обеспечены наиболее резкие скачки как при увеличении магнитосопротивления, так и при его уменьшении, причем эти скачки будут происходить при значениях внешнего поля, соответственно равных H_{u1} и H_{u2} ($H_{u1} < H_{u2}$).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерение угловой зависимости магнитного поля, соответствующего ФМР в бикристаллических пленках и контактах, показало наличие двух ферромагнитно упорядоченных спиновых подсистем с разными направлениями легких осей намагниченности. При этом для бикристаллических границ с разориентацией кристаллографических осей базовых плоскостей манганитов вокруг направления, перпендикулярного к плоскости подложки (РБК), углы между осями совпадают с углами кристаллографической разориентации, а для разориентации базовых плоскостей вокруг линии бикристаллической границы (НБК) магнитная разориентация существенно меньше кристаллографической. В экспериментах с бикристаллическими границами на основе пленок LSMO туннельное магнитосопротивление достигает 160 % при $T = 4.2$ К. В контактах LSMO туннельное магнитосопротивление значительно меньше и наблюдается на фоне колоссального и анизотропного магнитосопротивлений. Температурные зависимости сопротивлений LSMO-контактов демонстрируют дополнительный локальный максимум, обусловленный сопротивлением приграничного слоя, сравнимого с сопротивлением пленок, образующих бикристаллический контакт. В случае бикристаллических границ из LSMO, особенностей на фоне сопротивления самой пленки не наблюдается. Оба факта — отсутствие вклада и резкое уменьшение туннельного магнитосопротивления — говорят о том, что ширина приграничного (переходного) слоя в бикристаллических пленках LSMO значительно меньше, чем в бикристаллических пленках LSMO. В то же время наличие двух пиков на зависимости магнитосопротивления бикристаллических контактов из LSMO указывает на то, что в приграничной области магнитная анизотропия определяется границей и не зависит от температуры, а в пленке вдали от границы величина одноосной анизотропии возрастает с понижением температуры. Большое характерное сопротивление бикристаллической границы в случае LSMO ограничивает наблюдение эффектов сильноточной инжекции спин-поляризованных носителей. Возможно, одним из путей решения проблемы является создание бикристаллической пленки с одинаково направленными легкими осями намагниченности по обе стороны от границы, но с разными величинами констант магнитной анизотропии.

Авторы благодарны В. А. Ацаркину, Р. Гуннарсону (R. Gunnarson), П. Е. Зильберману, А. А. Кли-

мову, К. И. Константиныну, И. М. Котелянскому, В. А. Лузанову и С. А. Никитову за полезное обсуждение полученных результатов и помощь при проведении исследований. Работа выполнена при поддержке Программами ОФН РАН и Президиума РАН, Министерством образования и науки РФ (грант 02.740.11.0795), грантом Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (НШ-5423.2010.2) и РФФИ (гранты №№ 11-02-01234а, 11-02-00349а).

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Zutic, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
2. A. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson et al., *Europhys. Lett.* **67**, 948 (2004).
3. M. Bowen, M. Bibes, A. Barthelemy et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 233 (2003).
4. J.-H. Park, E. Vescovo, H.-J. Kim et al., *Nature* **392**, 794 (1998).
5. R. von Helmolt, J. Wecker, B. Holzapfel et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2331 (1993).
6. S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack et al., *Science* **264**, 413 (1994).
7. M. Ziese and S. P. Sena, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 2727 (1998).
8. X. W. Li, A. Gupta, Gang Xiao, and G. Q. Gong, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1124 (1997).
9. J. O'Donnel, M. Onellion, and M. S. Rzchowski, *Phys. Rev. B* **55**, 5873 (1997).
10. K. Steenbeck and R. Hiergeist, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1778 (1999).
11. Z.-H. Wang, G. Cristiani, and H.-U. Habermeire, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3731 (2003).
12. M. Mathews, R. Jansen, G. Rijnders et al., *Phys. Rev. B* **80**, 064408 (2009).
13. H. Boschker, M. Mathews, E. P. Houwman et al., *Phys. Rev. B* **79**, 214425 (2009).
14. J. D. Fuhr, M. Granada, L. B. Steren, and B. Alasio, *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 146001 (2010).
15. Y. Basson, J. Hoffman, C. H. Ahn, and L. Klein, *Phys. Rev. B* **79**, 092406 (2009).
16. N. D. Mathur, G. Burnell, S. P. Isaac et al., *Nature* **387**, 266 (1997).

17. J. Klein, C. Hofener, S. Uhlenbruck et al., *Europhys. Lett.* **47**, 371 (1999).
18. R. Gunnarsson and M. Hanson, *Phys. Rev. B* **73**, 014435 (2006).
19. J. B. Philipp, C. Hofener, S. Thienhaus et al., *Phys. Rev. B* **62**, R9248 (2000).
20. S. P. Isaac, N. D. Mathur, J. T. Evetts, and M. G. Blamire, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2039 (1996).
21. Y. Y. Divin, U. Poppe, C. L. Jia et al., *Physica C* **372–376**, 115 (2002).
22. И. В. Борисенко, Г. А. Овсянников, *ФТТ* **51**, 292 (2009).
23. G. Alejandro, L. B. Steren, H. Pastoriza et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 346007 (2010).
24. В. В. Демидов, И. В. Борисенко, А. А. Климов и др., *ЖЭТФ* **139**, 943 (2011).
25. Г. А. Овсянников, А. М. Петржик, И. В. Борисенко и др., *ЖЭТФ* **135**, 56 (2009).
26. I. V. Borisenko, I. M. Kotelyanski, A. V. Shadrin et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 165 (2005).
27. Б. А. Беляев, А. В. Изотов, С. Я. Кипарисов, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 248 (2001).
28. А. Е. Мефёд, В. В. Демидов, *ПТЭ* вып. 3, 1 (2008).
29. P. Dey, T. K. Nath, and A. Tarapher, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 012511 (2007).
30. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Скрыбин, *УФН* **171**, 121 (2001).
31. Y. P. Lee, S. Y. Park, Y. H. Hyun et al., *Phys. Rev. B* **73**, 224413 (2006).
32. R. Gunnarsson, M. Hanson, and C. Dobourdiou, *J. Appl. Phys.* **96**, 482 (2004); J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989).
33. G. Tatara and H. Fukuyama, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3773 (1997).
34. P. Lecoeur, P. L. Trouilloud, Gang Xiao et al., *J. Appl. Phys.* **82**, 3934 (1997).
35. N. D. Mathur, P. B. Littlewood, N. K. Todd et al., *J. Appl. Phys.* **86**, 6287 (1999).
36. J. Wolfman, A. M. Haghiri-Gosnet, B. Raveau et al., *J. Appl. Phys.* **89**, 6955 (2001).
37. S. V. Barabash and D. Stroud, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 979 (2001).
38. Y. Basson, L. Klein, J.-B. Yau et al., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2593 (2004).
39. R. Gunnarsson, Z. G. Ivanov, C. Dobourdiou, and H. Russel, *Phys. Rev. B* **69**, 054413 (2004).
40. M. Julliere, *Phys. Lett. A* **54**, 225 (1975).
41. J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989).
42. K. Steenbeck, T. Habisreuther, C. Dubourdiou, and J. P. Sénateur, *Phys. Lett.* **80**, 3361 (2002).