

МАГНИТНЫЕ И РЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР МАНГАНИТ/ИРИДАТ

Т. А. Шайхулов^{а*}, Г. А. Овсянников^а, В. В. Демидов^а, Н. В. Андреев^б

^а Институт радиоэлектроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия

^б Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 января 2019 г.,
после переработки 21 февраля 2019 г.
Принята к публикации 22 февраля 2019 г.

Разработана технология роста эпитаксиальных гетероструктур иридата стронция (SrIrO_3) и лантан-стронциевого манганита ($\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$). Проведены измерения их транспортных свойств и спектра ферромагнитного резонанса. Проведено сравнение полученных параметров со свойствами отдельных пленок иридата и манганита. Полученные результаты резистивных измерений свидетельствуют о наличии проводимости границы раздела иридат/манганит. С понижением температуры обнаружено увеличение ширины линии ферромагнитного резонанса и уменьшение резонансного поля, что указывает на возникновение дополнительного ферромагнитного упорядочения в гетероструктуре.

DOI: 10.1134/S0044451019070149

1. ВВЕДЕНИЕ

Оксиды переходных $3d$ -металлов (transition metal oxides, TMOs) обладают различными функциональными возможностями, вызванными наличием сильной электрон-электронной корреляции. Однако спин-орбитальное взаимодействие, как правило, является слабым в $3d$ -ТМОs [1]. Ярко выраженное спин-орбитальное взаимодействие привлекает внимание в последние годы из-за появления новых топологических состояний [2–5] и спинтроники [6, 7]. Контакт между $3d$ - и $5d$ -ТМОs обеспечивает уникальную границу, в которой возможны существование и взаимодействие этих фундаментальных явлений. На контакте $5d$ -ТМО с ферромагнетиком возможны нарушение топологической симметрии в области границы раздела и возникновение щели в спектре возбуждений, что, в свою очередь, может привести к достаточно сильным магнитоэлектрическим эффектам [8, 9]. В данной работе мы приводим результаты роста эпитаксиальной гетероструктуры из ферромагнитного манганита и парамагнитного иридата, обладающего сильным спин-орбитальным

взаимодействием, а также данные электрофизических и магнитных измерений.

Гетероструктуры были получены методом магнетронного распыления на плоскость (110) подложки из монокристаллического галата неодима NdGaO_3 (NGO) при температуре $T = 820^\circ\text{C}$ и давлении кислорода 0.7 мбар для манганита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) [10] и $T = 770^\circ\text{C}$ и давлении 0.3 мбар для иридата SrIrO_3 (SIO) [11]. Толщины пленок манганита варьировались от 5 до 10 нм. Кристаллическая структура гетероструктур анализировалась с помощью рентгеновского дифрактометра.

2. КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА

На рис. 1 представлена дифрактограмма брэгговского отражения $2\theta/\omega$ гетероструктуры SIO/LSMO, нанесенной на подложку (110)NGO. По положению пиков определялись структура и параметры ячейки. Определено, что полученная пленка SIO имеет орторомбическую модификацию со структурой $Pnma$ с параметрами решетки $a = 0.55909$ нм, $b = 0.78821$ нм и $c = 0.55617$ нм, которую можно приближенно рассматривать как «псевдокуб» с параметром $a = 0.398$ нм. Структуру

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

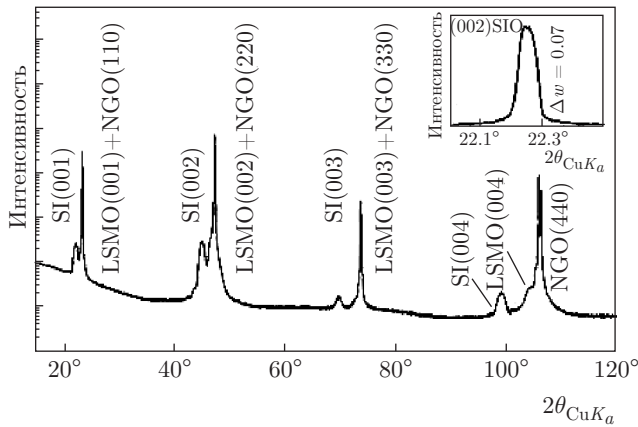


Рис. 1. Дифрактограмма брэгговского отражения $2\theta/\omega$ гетероструктуры SIO/LSMO, выращенной на подложке (110)NGO. На вставке показана кривая качания линии (002)SIO ($\Delta\omega$ — ширина кривой качания)

LSMO пленки можно считать «псевдокубической» с параметром $a = 0.389$ нм. На дифрактограмме присутствуют кратные отражения от плоскостей слоев гетероструктуры (001)SIO и (001)LSMO, а также отражения от подложки (110)NGO. Можно сделать вывод, что рост слоев гетероструктуры происходил по механизму «куб на куб» с эпитаксиальными соотношениями

$$(001)\text{SIO} \parallel (001)\text{LSMO} \parallel (110)\text{NGO}, \\ [100]\text{SIO} \parallel [100]\text{LSMO} \parallel [001]\text{NGO}.$$

Межплоскостное расстояние в пленке LSMO существенно не изменяется в гетероструктуре, оставаясь таким же, как для автономной пленки (0.388 нм). Небольшое изменение наблюдается в размере решетки для пленки SIO от 0.403 нм в автономном случае до 0.404 нм для гетероструктуры. На вставке к рис. 1 показана кривая качания для рефлекса (002) гетероструктуры SIO. Узкая кривая качания (ширина кривой $\Delta\omega = 0.07^\circ$) указывают на высокое качество слоев. Увеличение постоянной решетки в направлении, перпендикулярном подложке, вероятно, связано с напряжением пленки SIO при эпитаксиальном росте на манганите. Дифрактограммы снимались при комнатной температуре.

3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТРАНСПОРТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛЕНОК И ГЕТЕРОСТРУКТУР

Электрические свойства пленок гетероструктуры были получены методом четырехточечного измерения сопротивления в плоскости подложки. Для

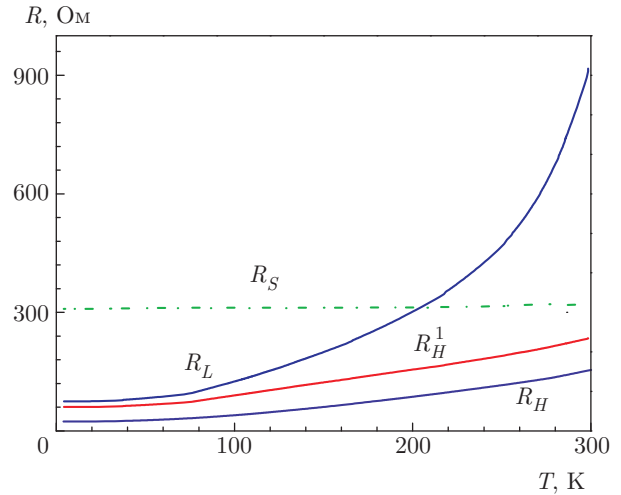


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления автономных пленок SIO (R_S) толщиной 10 нм и LSMO (R_L) толщиной 12 нм, а также гетероструктуры SIO/LSMO (R_H) с теми же толщинами пленок SIO и LSMO. Кривая R_H^1 — температурная зависимость, полученная из данных для сопротивления автономных пленок при их параллельном соединении

сравнения протекания тока в пленках и в гетероструктуре были измерены зависимости сопротивления от температуры (рис. 2). Сопротивление, равное параллельному соединению сопротивления верхней пленки SIO (R_S) и нижней пленки LSMO (R_L) гетероструктуры, $R_H^1 = R_S R_L / (R_L + R_S)$, также показано на рис. 2. Видно, что величина R_H^1 превышает измеренное значение сопротивления всей гетероструктуры (R_H). Следовательно, необходимо учитывать сопротивление границы $R_I = R_H^1 - R_H$, включенное параллельно сопротивлениям отдельных пленок.

На рис. 3 представлены зависимости от температуры сопротивления границы раздела R_I для границ раздела трех гетероструктур: SIO/LSMO/NGO, LSMO/SIO/NGO и Pt/LSMO/NGO. Наблюдается зависимость R_I как от материалов граничащих пленок, так и от последовательности роста пленок. При низкой температуре удельное сопротивление границы SIO/LSMO, в предположении, что ее толщина составляет 1 нм, равно $\rho_I = 5 \cdot 10^{-6}$ Ом·см. Столь малое значение удельного сопротивления границы указывает на возможность существования двумерного электронного газа с высокой подвижностью [12, 13].

Оксиды переходных металлов из-за наличия сильных электронных корреляций существенно отличаются от простых металлов. Наличие большого числа степеней свободы — спиновой, зарядовой, решеточной и орбитальной — приводит к сложнос-

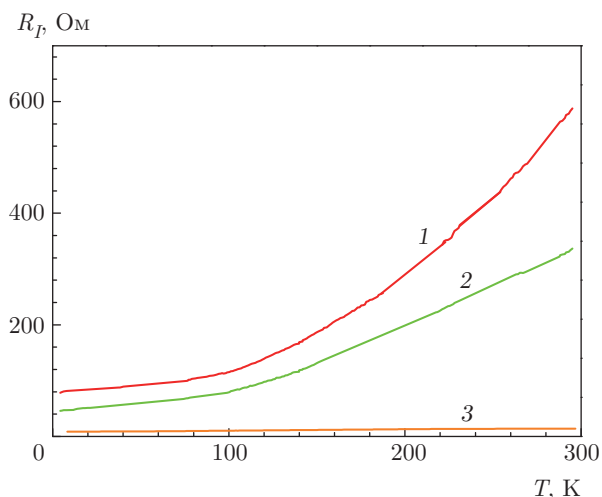


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления границ R_T гетероструктур LSMO(15 нм)/SIO(10 нм) — кривая 1, SIO(10 нм)/LSMO(12 нм) — 2, Pt(10 нм)/LSMO(20 нм) — 3

ти поведения этих материалов, особенно в области границ. Зарядовый транспорт на границе в гетероструктуре существенно отличается от транспорта как в отдельных пленках, так и в простых металлах [12, 13].

4. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

На рис. 4 представлены спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) автономной пленки LSMO и двух гетероструктур SIO/LSMO с разными толщинами пленки. Измерения проводились на стандартном спектрометре ER 200 фирмы Bruker на частоте 9.2 ГГц при $T = 294$ К. При этом вектор внешнего магнитного поля всегда находился в плоскости образца (так называемая параллельная ориентация). Все три спектра показаны для случая, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль легкой оси плоскостной одноосной магнитной анизотропии [10].

Известно, что исследованная пленка иридата стронция SIO является парамагнетиком [14]. Чувствительность нашего спектрометра не позволяет регистрировать сигнал парамагнитного резонанса от пленки SIO толщиной 10 нм а значит, показанные на рис. 4 спектры относятся к ферромагнитному резонансу мanganита LSMO в гетероструктуре SIO/LSMO. Из рисунка видно, что спектр ФМР от гетероструктуры SIO/LSMO с толщиной пленки LSMO 12 нм очень похож на спектр от автономной пленки: значения резонансных полей и, значит,

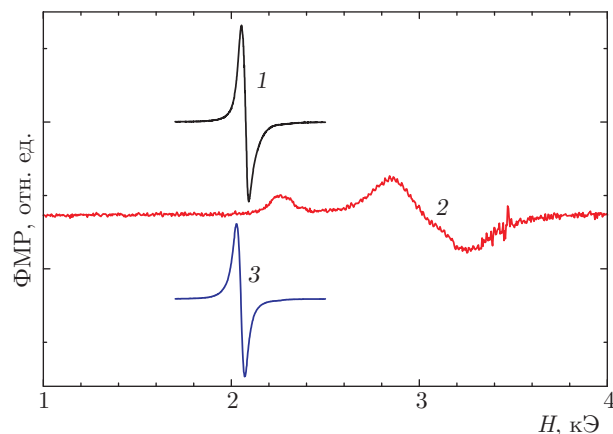


Рис. 4. Спектры ФМР для автономной пленки LSMO толщиной 15 нм (1) и для двух гетероструктур SIO/LSMO с толщинами пленки LSMO 3.5 нм (2) и 12 нм (3) при толщине пленки SIO 10 нм, $T = 294$ К

величины намагниченностей близки, а ширина сигнала от гетероструктуры SIO/LSMO лишь немного превышает ширину сигнала в автономной пленке. Уширение линии ФМР можно объяснить как дополнительной релаксацией за счет спинового тока в структуре ферромагнетик/нормальный металл, так и дополнительной неоднородностью спиновой системы в структуре SIO/LSMO по сравнению с одиночной пленкой LSMO. В то же время сигнал от структуры SIO/LSMO с толщиной пленки LSMO 3.5 нм значительно отличается от линии ФМР в одиночной пленке. Во-первых, он регистрируется в более высоких полях, что говорит о меньшей намагниченности спиновой системы в этой структуре. Во-вторых, этот сигнал имеет значительно большую ширину и демонстрирует наличие, по крайней мере, двух спиновых подсистем. При понижении температуры спектр от гетероструктуры SIO/LSMO с толщиной пленки LSMO 3.5 нм сливается в одну линию, доказывая, что мы имеем дело с единой системой упорядоченных спинов, намагниченность которой становится более однородной с понижением температуры. В результате была получена температурная зависимость величины резонансного поля для обеих представленных в данной работе гетероструктур SIO/LSMO.

На рис. 5 показаны значения резонансного поля двух гетероструктур, полученные при условии, что внешнее магнитное поле направлено вдоль трудной оси плоскостной одноосной магнитной анизотропии. Такое направление внешнего магнитного поля было выбрано из условия минимального вклада магнитной анизотропии в резонансное соотношение для ФМР [10]. Таким образом, можно считать, что по-

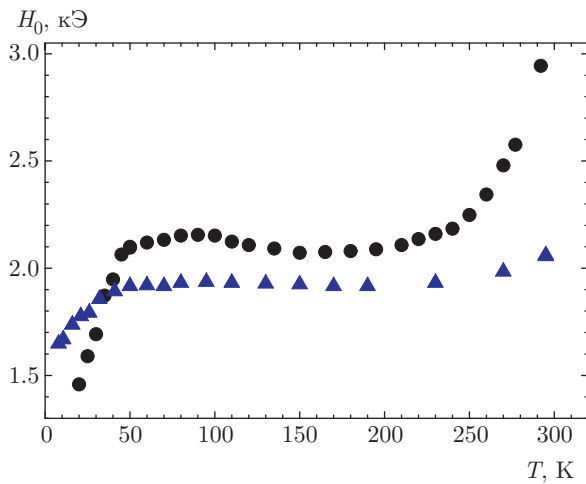


Рис. 5. Зависимости величины резонансного поля от температуры для двух гетероструктур SIO/LSMO с толщинами пленки манганита 3.5 нм (кружки) и 12 нм (треугольники) при толщине пленки SIO 10 нм

лученная температурная зависимость характеризует изменение намагниченности образца. В этом приближении можно говорить, что уменьшение значения резонансного поля обусловлено увеличением намагниченности образца.

Из анализа температурных зависимостей резонансного поля H_0 (рис. 5) следует, что температура Кюри для структуры с толщиной слоя LSMO 3.5 нм лишь немного больше 300 К. В то же время для гетероструктуры LSMO/SIO с толщиной пленки LSMO 10 нм температура Кюри заметно выше, 340–350 К, что типично для автономной пленки LSMO на подложке из NGO. Заметим, что понижение температуры Кюри для тонких пленок с уменьшением толщины является известным эффектом. Значительно больше вопросов вызывает резкое уменьшение величины H_0 в обеих структурах при уменьшении температуры ниже 50 К. Объяснить такое падение резким ростом намагниченности слоя LSMO нельзя, так как это противоречит измерениям автономных пленок LSMO. Обычно с понижением температуры зависимость $H_0(T)$ выходит на насыщение при температурах ниже 100 К. Возможно, пленка SIO влияет на спектр ФМП пленки LSMO. Аналогичный рост намагниченности слоя LSMO при температурах ниже 150 К в двухслойной структуре LSMO/SRO/NGO (здесь SRO—SrRuO₃) [14] наблюдался в работе [15]. Там этот эффект был обусловлен возникновением межслойного обменного взаимодействия [16] после перехода слоя SRO в ферромагнитное состояние. Возникновение ферромагнетизма в тонком слое SIO

наблюдалось в различных сверхрешетках, в состав которых входили слои SIO: (SrMnO₃/SIO)_n [17], (SrTiO₃/SIO)_n [18], (LSMO/SIO)_n [19, 20]. Можно предположить, что пленка SIO переходит в ферромагнитное состояние вблизи температуры 50 К. Межслойное обменное взаимодействие двух ферромагнетиков является причиной резкого уменьшения резонансного поля. Точное значение намагниченности пленки LSMO с учетом влияния магнитной анизотропии можно определить из измерений угловых зависимостей спектров ФМП при разных температурах.

5. ВЫВОДЫ

Таким образом, измерения транспортных и магнитных свойств эпитаксиальных гетероструктур SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ показали наличие необычных свойств границы раздела материалов. Результаты измерений свидетельствуют о наличии канала проводимости границы раздела иридат/манганит и о возможном возникновении ферромагнетизма на границе SIO/LSMO при температуре ниже 50 К.

Благодарности. Авторы признательны В. А. Ацаркину, А. Л. Климову, А. М. Петрижику и Т. А. Свиридовой за полезное обсуждение и помощь в эксперименте.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты №№ 19-07-00143, 17-02-00145.)

Работа подготовлена по итогам XXXVIII Совещания по физике низких температур (НТ-38).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Бебенин, Р. И. Зайнуллина, В. В. Устинов, УФН **188**, 801 (2018).
2. L. Zhang, B. Pang, Y. B. Chen, and Y. Chen, Crit. Rev. Sol. St. and Mater. Sci. **43**, 367 (2018).
3. D. Pesin and L. Balents, Nature Phys. **6**, 376 (2010).
4. F. Wang and T. Senthil, Phys. Rev. Lett. **106**, 136402 (2011).
5. D. Xiao, W. Zhu, Y. Ran et al., Nature Comm. **2**, 596 (2011).
6. T. Seki, Yu. Hasegawa, S. Mitani et al., Nature Mater. **7**, 125 (2008).

7. E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 182509 (2006).
8. X. L. Qi, T. L. Hughes, and S. C. Zhang, *Phys. Rev. B* **78**, 95424 (2008).
9. A. Manchon, H. C. Koo, J. Nitta et al., *Nature Mater.* **14**, 871 (2015).
10. В. В. Демидов, И. В. Борисенко, А. А. Климов и др., *ЖЭТФ* **139**, 943 (2011).
11. Ю. В. Кислинский, Г. А. Овсянников, А. М. Петржик, *ФТТ* **57**, 2446 (2015).
12. E. Dagotto, *Science* **309**, 257 (2005).
13. S. Thiel, G. Hammer, A. Schmehl et al., *Science* **313**, 1942 (2006).
14. M. Longo, J. A. Kafalas, and R. J. Arnett, *J. Sol. St. Chem.* **3**, 174 (1971).
15. V. V. Demidov and G. A. Ovsyannikov, *J. Appl. Phys.* **122**, 013902 (2017).
16. Н. М. Крейнес, Д. И. Холин, С. О. Демокритов, *ФНТ* **38**, 1041 (2012).
17. J. Nichols, X. Gao, S. Lee et al., *Nature Comm.* **7**, 12721 (2016).
18. Di Yi, C. L. Flint, and P. P. Balakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 077201 (2017).
19. Di Yi, Jian Liu, Shang-Lin Hsu et al., *Proc. Nat. Acad. Sci.* **113**, 6397 (2016).
20. Di Yi, Charles. L. Flint, Purnima P. Balakrishnan et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 077201 (2017).