

05,13

Спиновое магнитосопротивление гетероструктуры иридат стронция/манганит

© К.И. Константианян¹, Г.А. Овсянников¹, А.В. Шадрин^{1,2}, В.А. Шмаков¹, А.М. Петржик¹, Ю.В. Кислинский¹, А.А. Климов^{1,3}

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

³ Российский технологический университет МИРЭА, Москва, Россия

E-mail: karen@hitech.cplire.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Представлены и обсуждаются результаты угловых зависимостей магнитосопротивления гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ из оксидных тонких пленок, эпитаксиально выращенных на подложке NdGaO_3 . Проводились измерения сопротивления гетероструктуры при параллельном задании магнитного поля, что позволяет оценить угол спинового эффекта Холла. Проведено сравнение вклада, вызванного анизотропным магнитосопротивлением и спиновым магнитосопротивлением, обусловленного сильным спин-орбитальным взаимодействием в пленке SrIrO_3 .

Ключевые слова: иридат стронция, спин-орбитальное взаимодействие, спиновое магнитосопротивление, спиновый угол Холла.

DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53085.46НН

1. Введение

Зарядовый транспорт является ключевым физическим механизмом современной твердотельной электроники, в развитии которой все большее значение приобретают спин-зависимые процессы, происходящие на границах раздела в гетероструктурах. Динамика генерации и транспорта спинового тока в гетероструктурах быстрыми темпами приобретает определяющее значение для функционирования всего устройства. Так, в гетероструктуре с границей раздела из ферромагнетика и материала с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) за счет прямого и обратного спиновых эффектов Холла становится возможным преобразование зарядового тока в спиновый и обратно [1] с высокой эффективностью (см., например, [2]). В работах [3,4] сообщалось о возникновении чистого спинового тока I_S в оксидной гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (SIO/LSMO) при ферромагнитном резонансе (ФМР) и о регистрации зарядового тока I_e на электропроводящей пленке SIO за счет преобразования I_S в I_e благодаря обратному спиновому эффекту Холла. Изучение характеристик спинового магнитосопротивления R_{SMR} [1] может оказаться успешным для оценки величины спинового угла Холла θ_{SH} , однако проблема усложняется наличием анизотропного магнитосопротивления R_{AMR} [5], имеющее схожую с R_{SMR} угловую зависимость с 2φ -периодичностью [1,6]. Отметим, что в структурах с сильным СОВ может оказаться заметным вклад магнитосопротивления Рашба–Эдельштейна

R_{RE} вследствие магнитоэлектрических эффектов [7,8]. Отличия зависимостей магнитосопротивления $R_{\text{AMR}}(H)$ и $R_{\text{SMR}}(H)$ можно обнаружить из сравнения характеристик для гетероструктуры SIO/LSMO и пленки LSMO . В настоящей работе будут обсуждаться магнитосопротивления обеих структур, эпитаксиально осажденных на подложку NdGaO_3 . Измерения магнитосопротивления (MC) проводились в 4-х точечной конфигурации с магнитным полем в плоскости подложки.

2. Гетероструктуры и методика измерений

Тонкие пленки SIO (толщиной единиц nm) и LSMO (десятков nm) осаждались на монокристаллические подложки (110) NdGaO_3 (NGO). Эпитаксиальный рост пленок осуществлялся методом магнетронного напыления при температурах подложки 770–800°C в смеси газов Ar и O_2 при давлении 0.3 mBar [3]. Дифрактограммы гетероструктур демонстрировали кратные отражения от плоскостей (001) SIO и (001) LSMO , совпадающие по направлению с отражениями от плоскости подложки (110) NGO, что соответствует росту „куб на куб“: (001) $\text{SIO} \parallel$ (001) $\text{LSMO} \parallel$ (110) NGO и [100] $\text{SIO} \parallel$ [100] $\text{LSMO} \parallel$ [001] NGO.

Схема задания тока I , магнитного поля H и измерение напряжения V , пропорционального магнитосопротивлению $R(H)$ на гетероструктуре шириной $w = 0.1$ mm

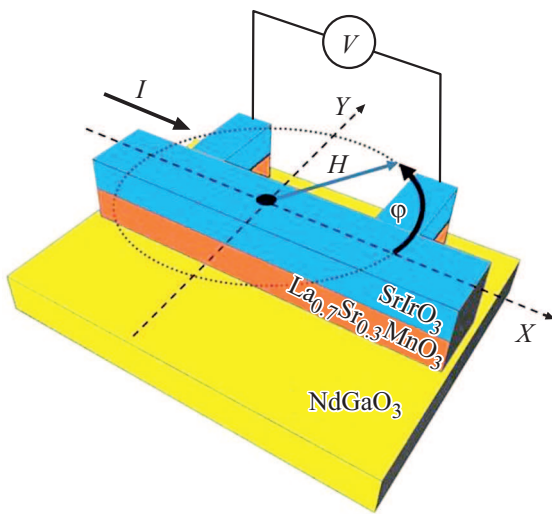


Рис. 1. Гетероструктура SIO/LSMO на подложке (110) NGO и схема 4х-контактных измерений. Поле H вращалось в плоскости, образуя угол φ с направлением протекания тока I .

и расстоянием между потенциальными контактами $L = 0.6 \text{ mm}$, показана на рис. 1.

Измерения $R(H)$ проводились при комнатной температуре 300 K в магнитном поле, лежащем в плоскости $X-Y$. Задавался переменный ток амплитудой $I = 0.5 \text{ mA}$ на частоте $F \approx 1 \text{ kHz}$, а напряжение V , пропорциональное МС, измерялось синхронным усилителем. Измерения угловых зависимостей МС $R(\varphi)$ проводились, вращая подложку относительно направления поля H , задаваемого катушками Гельмгольца. При измерении МС магнитное поле свипировалось в последовательности: $0 \rightarrow H_+ \rightarrow H_- \rightarrow 0$ с шагом $\Delta H = H_{\text{MAX}}/N$, $N = 200-1500$, $H_+ = H_{\text{MAX}}$, $H_- = -H_{\text{MAX}}$. Заметим, нами измерялось продольное МС и извлекались данные об удельном сопротивлении, которое пропорционально числу квадратов $L/w = 6$ структур (один квадрат соответствует участку пленки 100×100 микрон). Статические магнитные характеристики $M/M_S(H)$ измерялись на установке продольного магнитооптического эффекта Керра (МОК).

С целью минимизации изменения температуры T исследуемого образца за счет нагрева катушки за время записи трека постоянная времени интегрирования синхронного усилителя устанавливалась $\tau = 30 \text{ ms}$, а разность температур ΔT старта и финиша записи, измеряемая с относительной точностью до 5-го значащего знака, составляла $\Delta T < 0.3 \text{ K}$, что позволяло скорректировать итоговые зависимости $R(H)$ по сопротивлениям R_0 при $H = 0$.

3. Результаты измерений и обсуждение

Зависимости от магнитного поля нормированной намагниченности M/M_S пленки LSMO и гетероструктуры

SIO/LSMO, измеренные с помощью МОК, показаны на рис. 2. Легкая ось намагничивания LSMO на рис. 2, *a* соответствует гистерезисной кривой (1), трудная — (2). На рис. 2, *b* гистерезисные зависимости SIO/LSMO сняты при угле 45° относительно края подложки для легкой оси (1) и 170° (2) относительно трудной оси. Видно, что поле насыщения в обоих случаях составляет величину $H_S \approx 100 \text{ Oe}$.

На рис. 3 показаны зависимости $R(H)$ для пленки LSMO и гетероструктуры SIO/LSMO. Толщина пленок LSMO была равна 50 nm в обоих случаях, а толщина SIO пленки в гетероструктуре составляла $d = 10 \text{ nm}$. На рис. 3 приведены скорректированные зависимости $R(H)$, учитывающие нагрев, о чем свидетельствует совпадающие (в пределах шумов) нормировочного значения R_0 при прохождении через $H = 0$. На гетероструктуре SIO/LSMO наблюдались скачки МС ΔR , которые в зависимости от угла φ происходили как в сторону увеличения R , так и уменьшения. На пленке LSMO

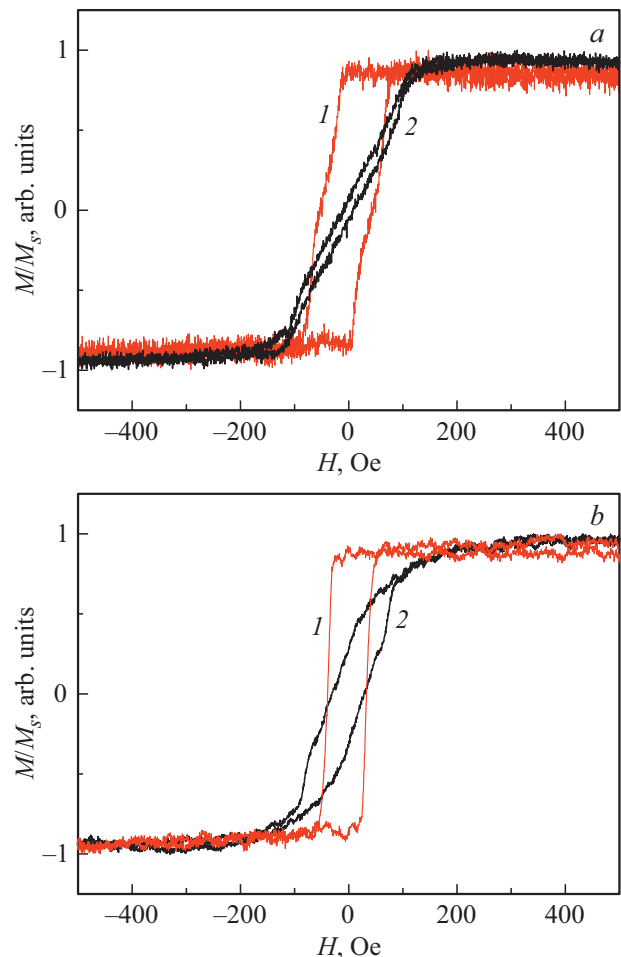


Рис. 2. Зависимости нормированной намагниченности, измеренные с помощью магнитооптического эффекта Керра, кривые (1) соответствуют легкой оси намагниченности, (2) — трудной оси. (a) пленка LSMO, (b) гетероструктура SIO/LSMO, легкая ось (1) находится под углом 45° относительно края подложки, трудная (2) — под углом 170° .

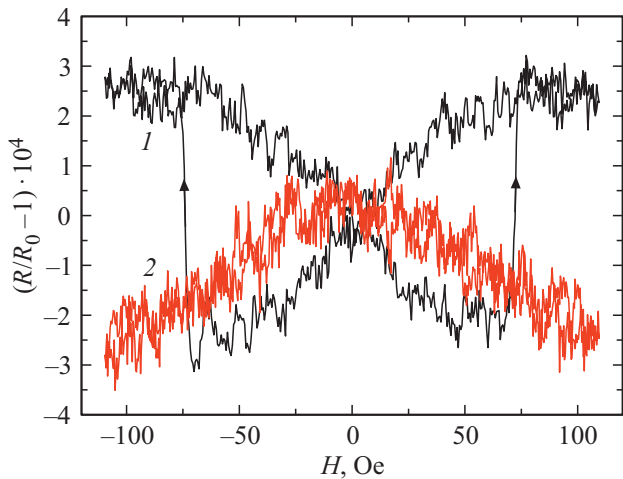


Рис. 3. Зависимость нормированного МС от H для гетероструктуры SIO/LSMO ($R_0 = 9.4034$ в единицах измеряемого напряжения V), снятой при угле $\varphi = 55^\circ$ относительно направления задания тока (1) и МС пленки LSMO ($R_0 = 7.3334$), снятой при $\varphi = 50^\circ$ (2). Стрелками показаны направления скачков R . Направление легкой оси намагниченности относительно тока I составляло угол 45° .

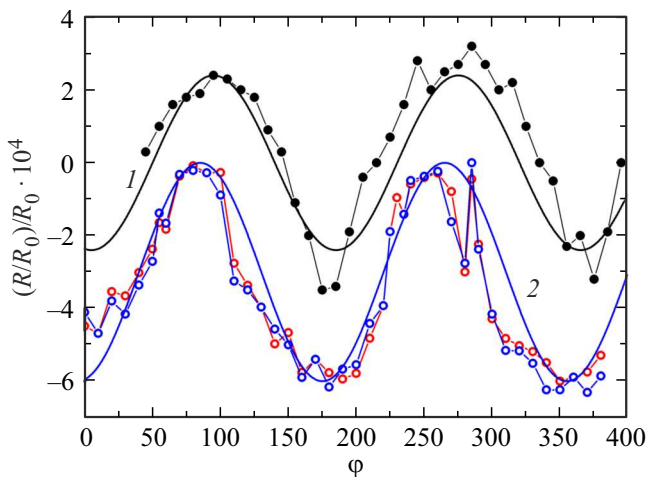


Рис. 4. Угловые зависимости нормированных амплитуд МС LSMO пленки (1) и гетероструктуры SIO/LSMO (2). Эксперимент — символы, аппроксимация (1) и (2) проведена функциями $\sin(2\varphi)$ — сплошные линии. Экспериментальные данные для LSMO смещены вправо относительно $\varphi = 0$ со сдвигом фазы на 50° . Для SIO/LSMO красным закрашены символы, соответствующие полю $H = +90$ Oe, синим — $H = -90$ Oe.

скачки МС отсутствовали. Также отметим, при задании перпендикулярного к плоскости подложке магнитного поля в аналогичных по уровню полей H условиях изменение МС не наблюдалось.

На рис. 4 приведены нормированные на R_0 угловые зависимости изменения МС LSMO пленки и гетероструктуры SIO/LSMO, соответствующие полю $H_{MAX} = 91$ Oe. Для случаев, при которых скачок на SIO/LSMO происходил при $H < H_{MAX}$ с целью исключения влия-

ния скачков на амплитуду R применялась линейная экстраполяция по участку $R(H)$ до скачка и приведенные на рисунке данные соответствуют $R/R_0 < 1$. Из рис. 4 видно, что угловые зависимости МС гетероструктуры SIO/LSMO и пленки LSMO существенно отличаются. МС пленки LSMO описывается известной угловой зависимостью анизотропного магнитосопротивления $R_{AMR}(\varphi) \sim R_0 + \Delta R \sin(2\varphi)$, где R_0 независимая от φ компонента. МС гетероструктуры SIO/LSMO кроме $R_{AMR}(\varphi)$ содержит $R_{SMR}(\varphi)$ включенные параллельно и, что важно, сдвинута в область отрицательных значений. Амплитудное значение ΔR_{SMR} имеет вид [9]:

$$\Delta R_{SMR}/R_0 \approx -(\lambda_S/d_{SIO})AB \theta_{SH}^2, \quad (1)$$

где

$$A = (1 + \rho_{SIO}d_{LSMO}/\rho_{LSMO}d_{SIO})^{-1},$$

$$B = G_{R\uparrow\downarrow}2\rho_{SIO}\lambda_S(1 + G_{R\uparrow\downarrow}2\rho_{SIO}\lambda_S)^{-1},$$

$G_{R\uparrow\downarrow}$ — действительная часть спиновой проводимости (spin mixing conductance), удельные значения сопротивления ρ и толщин пленок d приведены для LSMO и SIO с соответствующими индексами, λ_S длина спиновой диффузии в SIO. Для оценки параметра θ_{SH} из данных по МС гетероструктуры SIO/LSMO согласно [4] для границы SIO/LSMO параметр $G_{R\uparrow\downarrow} \approx 10^{15} \Omega \cdot \text{cm}^2$ для $d_{SIO} = 10$ nm (как в нашем случае) и при $\lambda_S = 1.4$ nm [10], $A = 2.6$ из $\rho_{SIO} = 3 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$, $\rho_{LSMO} = 9 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ при $T = 300$ K из амплитудного значения $\Delta R_{SMR} = -6 \cdot 10^{-4}$ (рис. 4) получаем оценку $\theta_{SH} \approx 0.35$, что превосходит величины θ_{SH} для структур с металлической пленкой Pt [2,11].

На рис. 5 приведены угловые зависимости скачка сопротивления $\Delta R/R_0$ гетероструктуры SIO/LSMO, там же приведены значения магнитного поля H начала скачка по данным в интервале полей $H < 0$. Скачки наблюдались и при $H > 0$ и мы не связываем возникновение скачков с гистерезисом M/M_S . Видно, что скачки

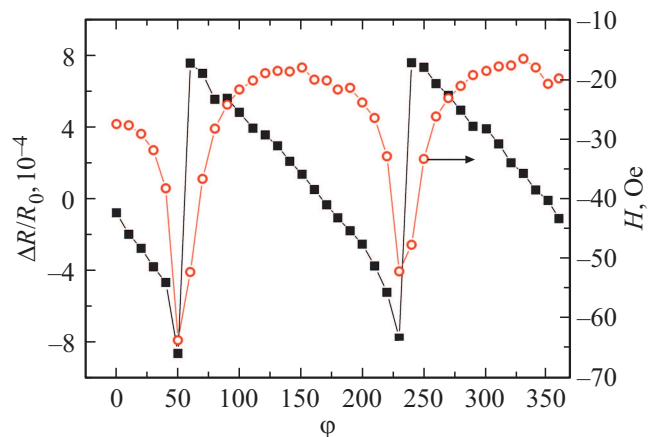


Рис. 5. Угловые зависимости нормированных амплитуд скачка $\Delta R/R_0$ (квадраты) и их положения по полю H (круги) гетероструктуры SIO/LSMO.

возникают уже при полях заметно ниже гистерезисного значения и появляются только после нанесения верхней пленки SiO. Хотя природа скачков не вполне ясна, но по теоретической модели [12] в случае сильного COB в тонкопленочных магнитных гетероструктурах возникает возможность резкого увеличения подвижности доменных стенок, что может явиться объяснением возникновению скачков MC на гетероструктуре SiO/LSMO, геометрия которой совпадает с рассмотренной в модели. Соответственно, при сильном COB в величине θ_{SH} может присутствовать компонента R_{RE} [12], для оценки которой требуется отдельное исследование.

4. Заключение

Проведено экспериментальное исследование угловых зависимостей гетероструктур $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ при задании магнитного поля в плоскости подложки. На пленке $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ наблюдалось только анизотропное магнитосопротивление. Для гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ по амплитуде $\Delta R_{SMR}/R_0$ синусоидальной зависимости спинового магнитосопротивления от угла между направлением магнитного поля и протекающего тока оценена величина угла спинового эффекта Холла, которая существенно превышает значения θ_{SH} для гетероструктуры Pt/LSMO.

Благодарности

Авторы благодарны Т.А. Шайхулову за изготовление тонких пленок и гетероструктур.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Исследования проводились с использованием оборудования Уникальной научной установки № 352529 „Криоинтеграл“ (соглашение МОН № 075-15-2021-667).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, M. Althammer, Sebastian T.B. Goennenwein, Eiji Saitoh, Gerrit E.W. Bauer. *J. Phys.: Condens. Matter* **28** 103004 (2016).
- [2] Y. Du, H. Gamou, S. Takahashi, S. Karube, M. Kohda, J. Nitta. *Phys. Rev. Appl.* **13**, 054014 (2020).
- [3] G.A. Ovsyannikov, T.A. Shaikhulov, K.L. Stankevich, Yu. Khaydukov, N.V. Andreev. *Phys. Rev. B* **102**, 144401 (2020).
- [4] X. Huang, S. Sayed, J. Mittelstaedt, J. Mittelstaedt, S. Susarla, S. Karimeddiny, L. Caretta, H. Zhang, V.A. Stoica, T. Gosavi, F. Mahfouzi, Q. Sun, P. Ercius, N. Kioussis, S. Salahuddin, D.C. Ralph, R. Ramesh. *Adv. Mater.* 2008269 (2021).
- [5] M. Ziese, S.P. Sena. *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 2727 (1998).
- [6] M. Althammer, S. Meyer, H. Nakayama, M. Schreier, S. Altmannshofer, M. Weiler, H. Huebl, S. Geprags, M. Opel, R. Gross, D. Meier, C. Klewe, T. Kuschel, J.-M. Schmalhorst, G. Reiss, L. Shen, A. Gupta, Yan-Ting Chen, G.E.W. Bauer, E. Saitoh, S.T.B. Goennenwein. *Phys. Rev. B* **87**, 224401 (2013).
- [7] V.M. Edelstein. *Solid State Commun.* **73**, 233 (1990).
- [8] J.C. Rojas Sanchez, L. Vila, G. Desfonds. *Nature Commun.* **4**, 2944 (2013).
- [9] Ye Du, S. Takahashi, J. Nitta. *Phys. Rev. B* **103**, 094419 (2021).
- [10] T. Nan, T.J. Anderson, J. Gibbons. *PNAS* **116**, 16187 (2019).
- [11] G.Y. Luo, J.G. Lin, Wen-Chung Chiang, Ching-Ray Chang. *Sci. Rep.* **7**, 6612 (2017).
- [12] A.V. Khvalkovskiy, V. Cros, D. Apalkov. *Phys. Rev. B* **87**, 020402(R) (2013).

Редактор К.В. Емцев

Публикация материалов Симпозиума завершена.