

Магнеторезистивные характеристики гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$

© К.И. Константиан¹, Г.Д. Ульев^{1,2}, А.В. Маширов¹, А.П. Орлов¹, И.Е. Москаль¹, Г.А. Овсянников¹

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

² Московский Физико-Технический институт (Национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия
E-mail: karen@hitech.cplire.ru

Поступила в Редакцию 30 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 8 сентября 2025 г.

Принята к публикации 11 ноября 2025 г.

Исследована тонкопленочная гетероструктура $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$, эпитаксиально выращенная на NdGaO_3 подложке. На границе раздела между парамагнитным полуметаллом SrIrO_3 с сильным спин-орбитальным взаимодействием и спин-поляризованным ферромагнетиком $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ образуется переходной слой, для изучения которого исследовались отдельные пленки SrIrO_3 и $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$. Обсуждаются температурные зависимости магнетосопротивления и холловское сопротивление при магнитных полях $H = 0-7$ Т и температурах $T = 2-300$ К.

Ключевые слова: гетероструктура, спин-орбитальное взаимодействие, иридат стронция, манганит, магнетосопротивление, эффект Холла.

DOI: 10.61011/FTT.2025.12.62449.7787k-25

При эпитаксиальном росте оксидных пленок появляется возможность создания границы раздела с функциональными характеристиками, кардинально отличающимися от свойств контактирующих материалов, например, образование двумерного электронного газа в гетероструктуре с границей раздела между изоляторами $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ [1]. В последнее время повышенный интерес привлекают гетероструктуры, состоящие из магнетиков и материалов, содержащие металлы с большим атомным весом и, соответственно, с сильным спин-орбитальным взаимодействием (COB). В работе [2] был обнаружен аномальный эффект Холла в приграничном слое парамагнитного иридата стронция SrIrO_3 благодаря наведенному магнитному моменту от манганита $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$. Авторами [3] сообщалось о возникновении дираковского отклика в SrIrO_3 на контакте с антиферромагнетиком SrCuO_2 . Высокая энергия COB SrIrO_3 $E_{SO} \sim 0.5$ эВ [4] способствует конвертации в электрический ток спинового тока, возникающего под действием спиновой накачки при ферромагнитном резонансе. Так, у гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ спиновый угол Холла θ_{SH} , полученный из угловых зависимостей спинового магнетосопротивления [5], оказался существенно выше, чем у структур с пленкой Pt [6–8]. Учитывая перспективность Ir-содержащих магнитных гетероструктур для практических приложений спин-зависимых процессов, возникает запрос в более подробной характеристике гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и образующих ее пленок в широком интервале температур и магнитных полей.

Литературные данные [9] на основе эффекта Холла в SrIrO_3 указывают на преимущественно электронный

тип проводимости, несмотря на смешанный тип носителей. В пленках $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ эффект Холла и магнетосопротивление в значительной степени зависят от рассогласования кристаллической структуры пленки и подложки [10]. Известны также работы по температурным зависимостям пленок SrIrO_3 на различных подложках [11,12], манганита $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ на подложке SrTiO_3 [13]. В данной работе будут приведены результаты измерений температурных зависимостей электрического сопротивления, магнетосопротивления и холловского отклика от пленок $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$, SrIrO_3 и гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ на подложке NdGaO_3 при охлаждении до температуры $T = 2$ К и магнитных полях до $H = 7$ Т.

Эпитаксиальные тонкие пленки SrIrO_3 и $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ толщиной $d = 10-50$ нм выращивались на монокристаллических подложках (110) NdGaO_3 высокочастотным магнетронным распылением при температуре подложки 770–800 °С в смеси газов аргона и кислорода при общем давлении 0.3–0.5 mbar [14,15]. Гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ изготавливались последовательным осаждением пленок $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и SrIrO_3 в камере без разрыва вакуума. После процесса осаждения пленок следовало охлаждение: сначала быстро в атмосфере напыления до 500 °С, а затем в кислородной атмосфере со скоростью 10 °С/мин.

Структурные свойства тонкопленочных структур исследовались методом рентгеновской дифракции с использованием дифрактометра Rigaku Smart Lab с вращающимся медным анодом. Из рентгенограмм следовало [15], что межплоскостное расстояние по откликам (001), (002), (003) и (004) вдоль c -направления от

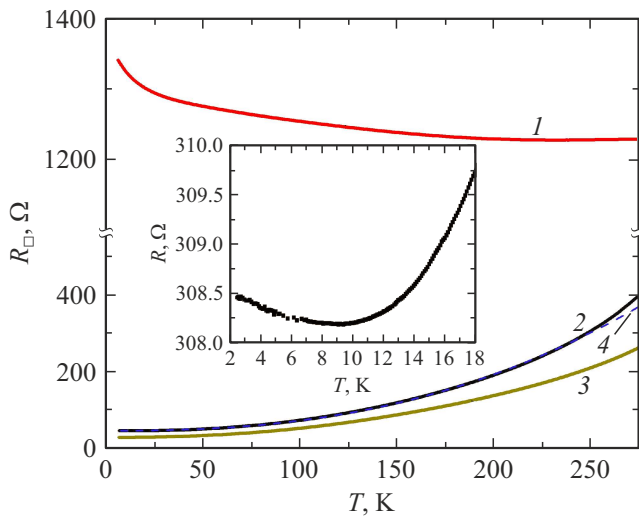


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления на квадрат (R_{\square}) отдельных пленок и гетероструктуры: SrIrO_3 (1), $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ (2), $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ (3). Пунктиром (4) показана аппроксимация степенной функцией $\propto T^{5/2}$ температурной зависимости сопротивления пленки $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ длиной $L = 0.65$ mm. Вставка — низкотемпературный участок $R(T)$ $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$.

$\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$, напыленной на подложку из NdGaO_3 , составляло $\Delta c_{\text{LSMO}} = 0.3905 \pm 0.0005$ nm, а для пленки SrIrO_3 , осажденной *in situ* поверх $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$, $\Delta c_{\text{SIO}} = 0.404 \pm 0.001$ nm. Из изображения среза гетероструктуры на просвечивающем электронном микроскопе Thermo Fisher Titan Themis Z, визуализирующую границы раздела между пленками SrIrO_3 , $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и подложкой NdGaO_3 , следовало, что рост пленок происходит с эпитаксиальным соотношением $(001)\text{SrIrO}_3/(001)\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3/(110)\text{NdGaO}_3$, $[001]\text{SrIrO}_3/[001]\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3/[001]\text{NdGaO}_3$.

Электрофизические характеристики пленок и гетероструктуры исследовались по 4-х-точечной схеме измерений, при этом использовалась „холловская“ крестовая геометрия с шириной $W = 100 \mu\text{m}$ и длиной $L = 0.65$ mm. Металлизированные контактные площадки на гетероструктуре располагались поверх пленки SrIrO_3 . Измерения напряжений отклика от эффекта Холла и магнетосопротивления проводились при температуре $T = 2\text{--}300$ K в криостате со сверхпроводящим соленоидом в магнитном поле H до ± 7 по методике [16], минимизирующей влияние термо-ЭДС с переключением полярности задаваемого измерительного тока I с частотой переключения, задаваемой длительностью импульса (обычно порядка 1.5 s). Напряжение отклика регистрировалось нановольтметром Keithley 2600B, а температура на образце — датчиком Lake Shore Cernox.

На рис. 1 приведены температурные зависимости сопротивления $R_{\square}(T) = R(T) \cdot W/L$ при $H = 0$ пленок SrIrO_3 с $d_{\text{SIO}} = 35$ nm, $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ с $d_{\text{LSMO}} = 40$ nm и гетероструктуры с $d_{\text{SIO}}/d_{\text{LSMO}} = 35$ nm ($d_{\text{SIO}} = 10$ nm, $d_{\text{LSMO}} = 25$ nm). Видно отличие $R_{\square}(T)$ для пленок

SrIrO_3 и $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$, шунтирующая роль которой проявляется на $R_{\square}(T)$ гетероструктуры. В области относительно высоких температур $T = 50\text{--}250$ K зависимость $R_{\square}(T)$ пленки $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ хорошо описывается степенной функцией $R(T) \propto T^{5/2}$ как у ферромагнитных полуметаллов [17]. В области низких температур $T < 20$ K на $R_{\square}(T)$ $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ (вставка на рис. 1) происходит перегиб $R(T)$ при $T_{\min} = 9.5$ K, интерпретируемый слабой локализацией в трехмерном случае [18] с корневой зависимостью удельной проводимости $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0 \sim a \cdot (t)^{1/2}$, где $\sigma_0 = \sigma(T = 0)$, $t = T/T_{\min}$, a — коэффициент пропорциональности. Экспериментальные зависимости $R_{\square}(T)$ удобно аппроксимировать функциями нормированного удельного сопротивления $\Delta\rho = (\rho - \rho_{\min})/\rho_{\min}$, где $\rho = R_{\square} \cdot d$, $\rho_{\min} = \rho(T_{\min})$.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости удельного сопротивления для $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и гетероструктуры при $T < 20$ K и

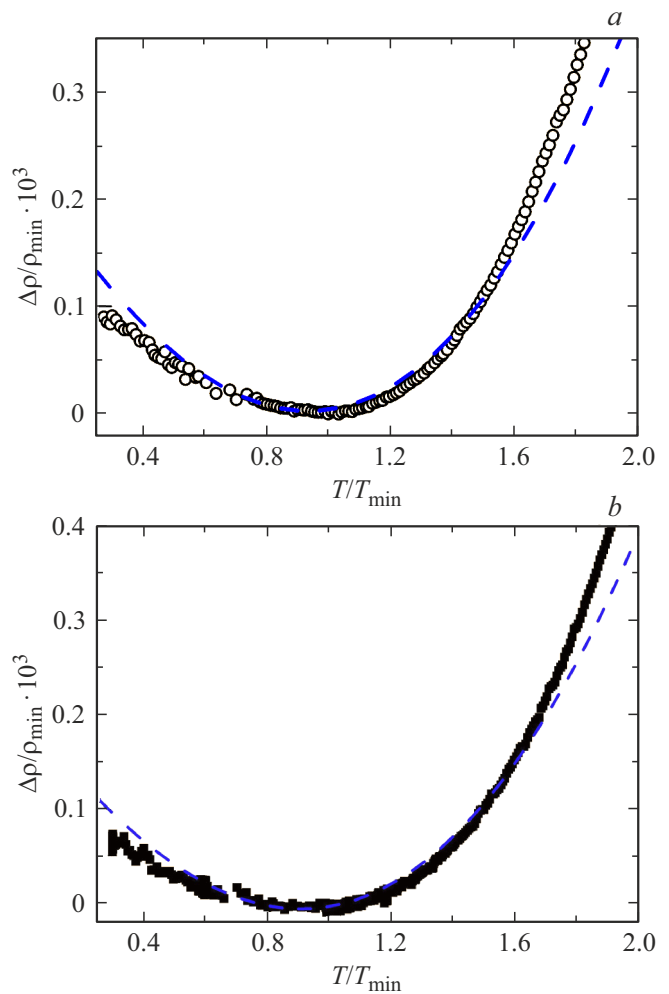


Рис. 2. Нормированные температурные зависимости перепада удельного сопротивления $\Delta\rho(t)/\rho_{\min}$: пленки $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ (a), гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ (b). Штриховыми линиями показаны аппроксимационные зависимости.

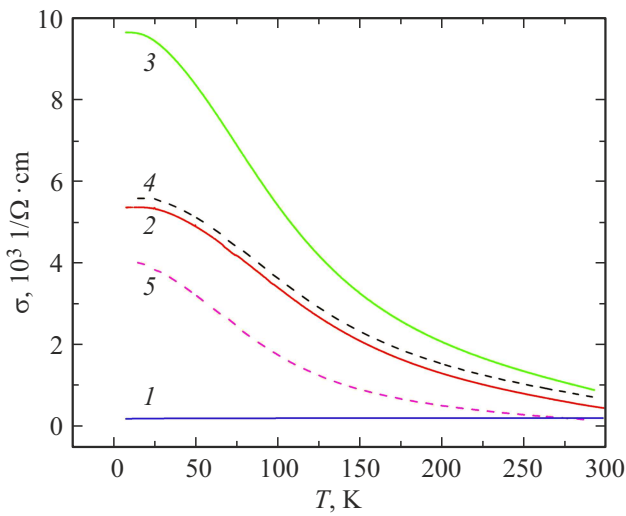


Рис. 3. Экспериментальные температурные зависимости при $H = 0$ удельных проводимостей пленок и гетероструктур: 1 — $\sigma_1(T)$ $d_{\text{SIO}} = 35$ nm, 2 — $\sigma_2(T)$ $d_{\text{LSMO}} = 40$ nm, 3 — $\sigma_3(T)$ $d_{\text{SIO/LSMO}} = 35$ nm. Штриховые линии: 4 — $\sigma_4(T) = \sigma_1(T) + \sigma_2(T)$, 5 — $\sigma_5(T) = \sigma_3(T) - \sigma_4(T)$.

аппроксимации вида $b\rho(T)^{5/2} + (a(T)^{1/2} + \sigma_0)^{-1}$. В случае пленки $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ $\rho_{\min} = 1.9 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$, $T_{\min} = 9.6$ K; у гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ $\rho_{\min} = 1.0 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$, $T_{\min} = 8.7$ K. При этом $R_{\min} = 308.2 \Omega$ для $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и у гетероструктуры $R_{\min} = 196.4 \Omega$ при одинаковой (в пределах ошибки ± 0.5 nm) толщине $d_{\text{SIO}} = d_{\text{SIO/LSMO}}$. Отметим, относительная точность определения $\Delta\rho/\rho_{\min}$ составляла не менее 5 знаков. О слабой локализации в тонких пленках манганита с перегибом $R(T)$ при низких температурах $T < 20$ K сообщалось в [13,19].

На рис. 3 приведены температурные зависимости удельных проводимостей $\sigma_i(T)$ отдельных пленок и гетероструктур: $i = 1$ (SrIrO_3), $i = 2$ ($\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$), $i = 3$ ($\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$). Как видно, тривиальное суммирование $\sigma_4(T) = \sigma_1(T) + \sigma_2(T)$ заметно отличается от $\sigma_3(T)$ гетероструктуры. На рисунке приведена также разностная кривая 5, соответствующая вкладу от переходного слоя $\sigma_5(T) = \sigma_3(T) - \sigma_4(T)$. Об образовании промежуточного слоя на границе $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ сообщалось в работе [2], однако его резистивные параметры не обсуждались.

Для измерения магнетосопротивления и холловского отклика использовалась крестовая конфигурация. Задавался продольный ток I_{xx} и снимались зависимости напряжения от магнитного поля: поперечного $V_{xy}(H)$ и продольного $V_{xx}(H)$. В случае гетероструктуры для задания тока I_{xx} и измерения напряжений V_{xx} и V_{xy} использовалась верхняя пленка SrIrO_3 . Магнитное поле H было направлено перпендикулярно плоскости пленок и варьировалось от 0 до $H_{\max} = 7$ T. За счет смены полярности тока I_H , задаваемого в соленоид, происходила смена направления магнитного поля.

Заметим, холловские отклики в манганитах неоднозначно зависят от температуры, в частности, в [10,20] сообщалось, что в эксперименте наблюдается и смена знака сопротивления Холла, и отклик от аномального эффекта Холла. На рис. 4 приведены зависимости напряжения Холла и магнетосопротивления при $T \sim 10$ K, когда электропроводность $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ можно считать металлической, а холловский отклик $V_{xy}(H)$ демонстрирует рост с полем H и отрицательное магнетосопротивление.

Из рис. 4, а видно, что напряжения V_{xy} для всех трех образцов линейно зависят от поля H и сопротивление Холла $R_H = V_{xy}d_i/\mu_0H$ при упрощенной оценке эффективной концентрации носителей $n_{\text{eff}} = 1/eR_H$ (μ_0 и e — физические постоянные) при $T = 10$ K получаем для $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ дырочную $n_{\text{eff}} = 1.6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, а для SrIrO_3 и $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ электронную $n_{\text{eff}}: 1.4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ и $1.25 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ соответственно. За-

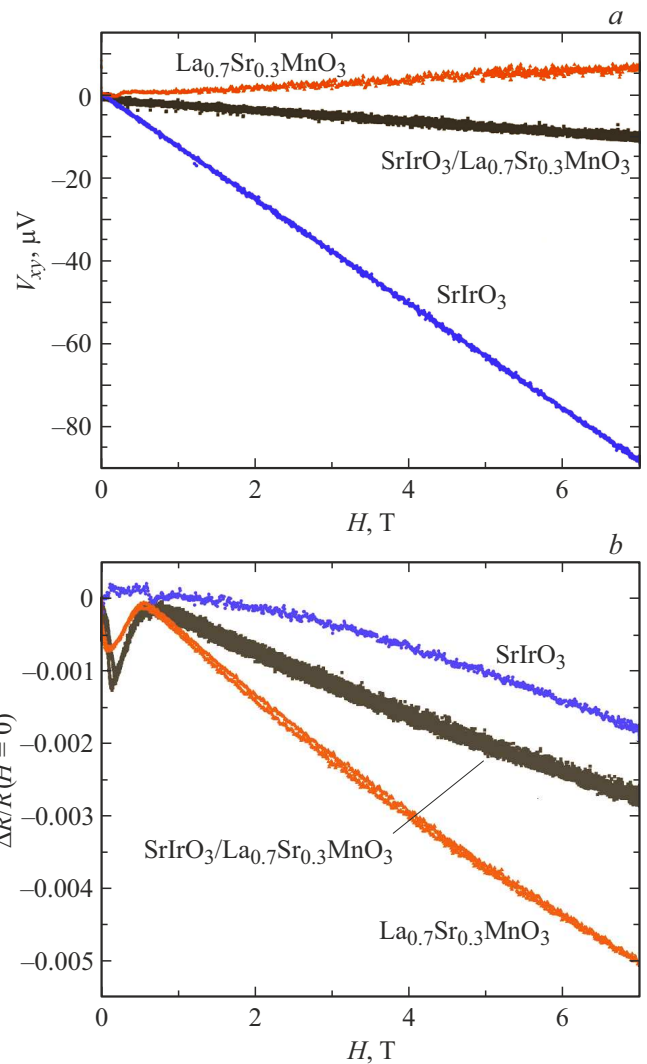


Рис. 4. Зависимости напряжения Холла (а) и магнетосопротивления (б) SrIrO_3 , $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ при $T = 10$ K. Амплитуда знакопеременного измерительного тока $I_{xx} = 100 \mu\text{A}$.

метим, учет по отдельности параметров подвижности (μ_e, μ_h) и концентрации (n_e, n_h) электронов и дырок в тонких пленках SrIrO_3 на подложке SrTiO_3 проводился в [9]. Для $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ пленок в [10] сообщалось об отношении подвижностей $\mu_e/\mu_h \sim 0.3$, что указывало на отличие эффективных масс электронов и дырок в данных материалах.

На рис. 4, *b* приведены зависимости нормированного на $R(0)$ перепада сопротивления $\Delta R = R(H) - R(0)$ от магнитного поля H . Видно, что пленка SrIrO_3 имеет отрицательное магнетосопротивление на всем интервале полей H . Отрицательное магнетосопротивление у пленки $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ имеет место при $H > 1$ Т, однако на интервале полей $H = 0-1$ Т дважды происходит смена знака $\Delta R(H)/R(0)$ на $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и на $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$. Отметим повторяемость — на рис. 4, *b* приведены хорошо совпадающие двойные треки регистрации магнетосопротивления. О схожей смене знака магнетосопротивления сообщалось в [21] для ферромагнитной сверхрешетки $\text{SrRuO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$. Возникновение положительного знака магнетосопротивления авторы [21] связывают со слабой антилокализацией из-за СОВ, проявляющейся при варьировании толщин ферромагнетиков в сверхрешетке и магнитной анизотропии из-за слоев SrRuO_3 в сверхрешетке, выращенной на SrTiO_3 . В нашем случае, положительный знак $\Delta R(H)/R(0)$ на интервале $H = 1.1-5.5$ кОе на $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ пленке, выращенной на NdGaO_3 подложке, трудно связать со слабой антилокализацией, а покрытие $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ пленкой SrIrO_3 с сильным СОВ, напротив, только лишь уменьшило перепад $\Delta R(H)/R(0)$ примерно в 1.5 раз. Почти такое же отношение 1.57 получаем для величин R_{\min} у $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ пленки и гетероструктуры.

Таким образом, получены температурные зависимости при $T = 2-300$ К электропроводности тонких пленок SrIrO_3 , $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и гетероструктуры SrIrO_3 на подложке NdGaO_3 . Из холловских измерений при $T = 10$ К и $H < 7$ Т обнаружено, что SrIrO_3 демонстрирует электронный тип проводимости и отрицательное магнетосопротивление. У пленки ферромагнитного полуметалла $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ при тех же экспериментальных условиях проводимость дырочная, а магнетосопротивление при $H < 1$ Т дважды меняет знак с отрицательного на положительное и обратно, то же происходит и у гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$. При $T < 15$ К на $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ обнаруживается перепад сопротивления с минимумом $T \sim 10$ К, описываемый слабой локализацией в трехмерном приближении.

Благодарности

Авторы благодарны В.А. Байдиковой, Ю.В. Кислинскому, А.В. Шадрину и А.М. Петрижку за изготовление образцов и полезные замечания.

Финансирование работы

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-00010.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Chen, Y. Ning, C. Tang, L. Dai, S. Zeng, K. Han, J. Zhou, M. Yang, Y. Guo, C. Cai, A. Ariando, A.T.S. Wee, X. Yin. *Adv. Electron. Mater.* **10**, 2300730 (2024). DOI: 10.1002/aelm.202300730
- [2] M. Yoo, J. Tornos, A. Sander, L. Lin, N. Mohanta, A. Peralta, D. Sanchez-Manzano, F. Gallego, D. Haskel, J.W. Freeland, D.J. Keavney, Y. Choi, J. Stremper, X. Wang, M. Cabero, H.B. Vasili, M. Valvidares, G. Sanchez-Santolino, J.M. Gonzalez-Calbet, A. Rivera, C. Leon, S. Rosenkranz, M. Bibes, A. Barthelemy, A. Anane, E. Dagotto, S. Okamoto, S.G.E. te Velthuis, J. Santamaria, J.E. Villegas. *Nat. Comm.* **12**, 3283 (2021). DOI: 10.1038/s41467-021-23489
- [3] S. Jana, T. Senapati, S.G. Bhat, S.N. Sarangi, K. Senapati, D. Samal. *Phys. Rev. B* **107**, 134415 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevB.107.134415
- [4] G. Cao, P. Schlottmann. *Rep. Progress in Phys.* **81**, 042502 (2018). DOI: 10.1088/1361-6633/aaa979
- [5] Г.А. Овсянников, К.И. Константиныан, Г.Д. Ульев, И.Е. Москаль. *Письма в ЖЭТФ* **121**, 5, 402 (2025). DOI: 10.31857/S0370274X250301 [G.A. Ovsyannikov, K.I. Konstantinyan, G.D. Ulev, I.E. Moskal. *JETP Lett.* **121**, 5, 381, (2025). DOI: 10.1134/S002136402560017X]
- [6] T. Nan, S. Emori, C.T. Boone, X. Wang, T.M. Oxholm, J.G. Jones, B.M. Howe, G.J. Brown, N.X. Sun. *Phys. Rev. B* **91**, 214416 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevB.91.214416
- [7] Г.Д. Ульев, К.И. Константиныан, И.Е. Москаль, Г.А. Овсянников, А.В. Шадрин. *Радиотехника и электроника* **68**, 10, 984 (2023). DOI: 10.31857/S0033849423100194 [G.D. Ulev, K.Y. Constantinian, I.E. Moskal', G.A. Ovsyannikov, A.V. Shadrin. *J. Commun. Technol. Electronics* **68**, 10, 1201 (2023). DOI: 10.1134/S1064226923100194]
- [8] Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, M. Althammer, S.T.B. Goennenwein, E. Saitoh, G.E.W. Bauer. *J. Phys. D: Condens. Matter* **28**, 103004 (2016). DOI: 10.1088/0953-8984/28/10/103004
- [9] N. Manca, D.J. Groenendijk, I. Palleschi, C. Autieri, L.M.K. Tang, F. Telesio, G. Mattoni, A. McCollam, S. Picozzi, A.D. Caviglia. *Phys. Rev. B* **97**, 081105(R) (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.97.081105
- [10] I.M. Dildar, C. Beekman, X. He, J. Aarts. *Phys. Rev. B* **85**, 205103 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevB.85.205103
- [11] F.-X. Wu, J. Zhou, L.Y. Zhang, Y.B. Chen, S. Zhang, Z. Gu, S. Yao, Y. Chen. *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 125604 (2013). DOI: 10.1088/0953-8984/25/12/125604
- [12] A. Biswas, Y.H. Jeong. *Current Appl. Phys.* **17**, 605-614 (2017). DOI: 10.1016/j.cap.2016.09.020
- [13] L.E. Calvet, G. Agnus, P. Lecoeur. *J. Vac. Sci. Technol. A* **37**, 031504 (2019). DOI: 10.1116/1.5085669

- [14] I.E. Moskal, A.M. Petrzhik, Y.V. Kislinskii, A.V. Shadrin, G.A. Ovsyannikov, N.V. Dubitskiy. *Bulletin RAS: Physics*, **88**, 4, 582–585 (2024). DOI: 10.1134/S1062873823706360
- [15] G.A. Ovsyannikov, K.Y. Constantinian, V.A. Shmakov, A.L. Klimov, E.A. Kalachev, A.V. Shadrin, N.V. Andreev, F.O. Milovich, A.P. Orlov, P.V. Lega. *Phys. Rev. B* **107**, 144419 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevB.107.144419
- [16] J. Lindemuth. *Hall Effect Measurement Handbook: A Fundamental Tool for Semiconductor Material Characterization*. (Lake Shore Cryotronics, Inc. 2020).
- [17] X. Wang, X.-G. Zhang. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 21, 4276 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.4276
- [18] P.A. Lee, T.V. Ramakrishnan. *Phys. Rev. B* **26**, 4008 (1982).
- [19] W. Niu, M. Gao, X. Wang, F. Song, J. Du, X. Wang, Y. Xu, R. Zhang. *Sci. Reports* **6**, 26081 (2016). DOI: 10.1038/srep26081
- [20] Y. Lyanda-Geller, S.H. Chun, M.B. Salamon, P.M. Goldbart, P.D. Han, Y. Tomioka, A. Asamitsu, Y. Tokura. *Phys. Rev. B* **63**, 184426 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevB.63.184426
- [21] R.S. Helen, W. Prellier, P. Padhan. *J. Appl. Phys.* **128**, 033906 (2020). DOI: 10.1063/5.0014909

Редактор Ю.Э. Кутаев