08

Магнеторезистивные характеристики гетероструктуры $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$

© К.И. Константинян[1], Г.Д. Ульев[1,2], А.В. Маширов[1], А.П. Орлов[1], И.Е. Москаль[1], Г.А. Овсянников[1]

[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 $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$, эпитаксиально выращенная на $NdGaO_3$ подложке. На границе раздела между парамагнитным полуметаллом $SrIrO_3$ с сильным спин-орбитальным взаимодействием и спин-поляризованным ферромагнетиком $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ образуется переходной слой, для изучения которого исследовались отдельные пленки $SrIrO_3$ и $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$. Обсуждаются температурные зависимости магнетосопротивления и холловское сопротивление при магнитных полях $H = 0-7$ T и температурах $T = 2-300$ K.

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 $LaAlO_3/SrTiO_3$ [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 (СОВ). В работе [2] был обнаружен аномальный эффект Холла в приграничном слое парамагнитного иридата стронция $SrIrO_3$ благодаря наведенному магнитному моменту от манганита $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$. Авторами [3] сообщалось о возникновении дираковского отклика в $SrIrO_3$ на контакте с антиферромагнетиком $SrCuO_2$. Высокая энергия СОВ $SrIrO_3$ $E_{SO} \sim 0.5$ eV [4] способствует конвертации в электрический ток спинового тока, возникающего под действием спиновой накачки при ферромагнитном резонансе. Так, у гетероструктуры $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ 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 характеризации гетероструктуры $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ 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 $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ 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 $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ на подложке $SrTiO_3$ [13]. В данной работе будут приведены результаты измерений температурных зависимостей электрического сопротивления, магнетосопротивления и холловского отклика от пленок $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$, $SrIrO_3$ и гетероструктуры $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ на подложке $NdGaO_3$ при охлаждении до температуры $T = 2$ K и магнитных полях до $H = 7$ T.

Эпитаксиальные тонкие пленки $SrIrO_3$ и $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ толщиной $d = 10-50$ nm выращивались на монокристаллических подложках $(110)NdGaO_3$ высокочастотным магнетронным распылением при температуре подложки $770-800\,^{\circ}$C в смеси газов аргона и кислорода при общем давлении $0.3-0.5$ mbar [14,15]. Гетероструктуры $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ изготовлялись последовательным осаждением пленок $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ и $SrIrO_3$ в камере без разрыва вакуума. После процесса осаждения пленок следовало охлаждение: сначала быстро в атмосфере напыления до $500\,^{\circ}$C, а затем в кислородной атмосфере со скоростью $10\,^{\circ}$C/min.

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

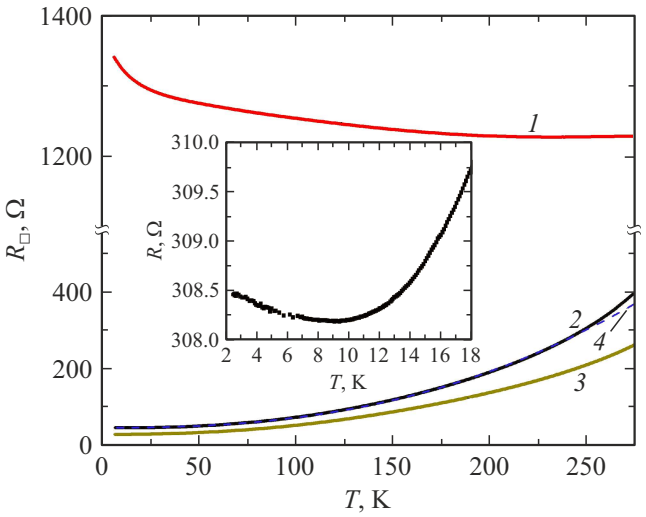


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления на квадрат ($R_\square$) отдельных пленок и гетероструктуры: $SrIrO_3$ (*1*), $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ (*2*), $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ (*3*). Пунктиром (*4*) показана аппроксимация степенной функцией $\propto T^{5/2}$ температурной зависимости сопротивления пленки $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ длиной $L = 0.65$ mm. Вставка — низкотемпературный участок $R(T)$ $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$.

$La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$, напыленной на подложку из $NdGaO_3$, составляло $\Delta c_{LSMO} = 0.3905 \pm 0.0005$ nm, а для пленки $SrIrO_3$, осажденной *in situ* поверх $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$, $\Delta c_{SIO} = 0.404 \pm 0.001$ nm. Из изображения среза гетероструктуры на просвечивающем электронном микроскопе Thermo Fisher Titan Themis Z, визуализирующую границы раздела между пленками $SrIrO_3$, $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ и подложкой $NdGaO_3$, следовало, что рост пленок происходит с эпитаксиальным соотношением $(001)SrIrO_3//(001)La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3//(110)NdGaO_3$, $[001]SrIrO_3//[001]La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3//[001]NdGaO_3$.

Электрофизические характеристики пленок и гетероструктуры исследовались по 4-х-точечной схеме измерений, при этом использовалась „холловская“ крестовая геометрия с шириной $W = 100\,\mu$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 $T = 2–300$ 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 $d_{SIO} = 35$ nm, $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ с $d_{LSMO} = 40$ nm и гетероструктуры с $d_{SIO}/L_{SMO} = 35$ nm ($d_{SIO} = 10$ nm, $d_{LSMO} = 25$ nm). Видно отличие $R_\square(T)$ для пленок $SrIrO_3$ и $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$, шунтирующая роль которой проявляется на $R_\square(T)$ гетероструктуры. В области относительно высоких температур $T = 50–250$ K зависимость $R_\square(T)$ пленки $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ хорошо описывается степенной функцией $R(T) \propto T^{5/2}$ как у ферромагнитных полуметаллов [17]. В области низких температур $T < 20$ K на $R_\square(T)$ $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ (вставка на рис. 1) происходит перегиб $R(T)$ при $T_{\min} = 9.5$ K, интерпретируемый слабой локализаций 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 $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ и гетероструктуры при $T < 20$ K и

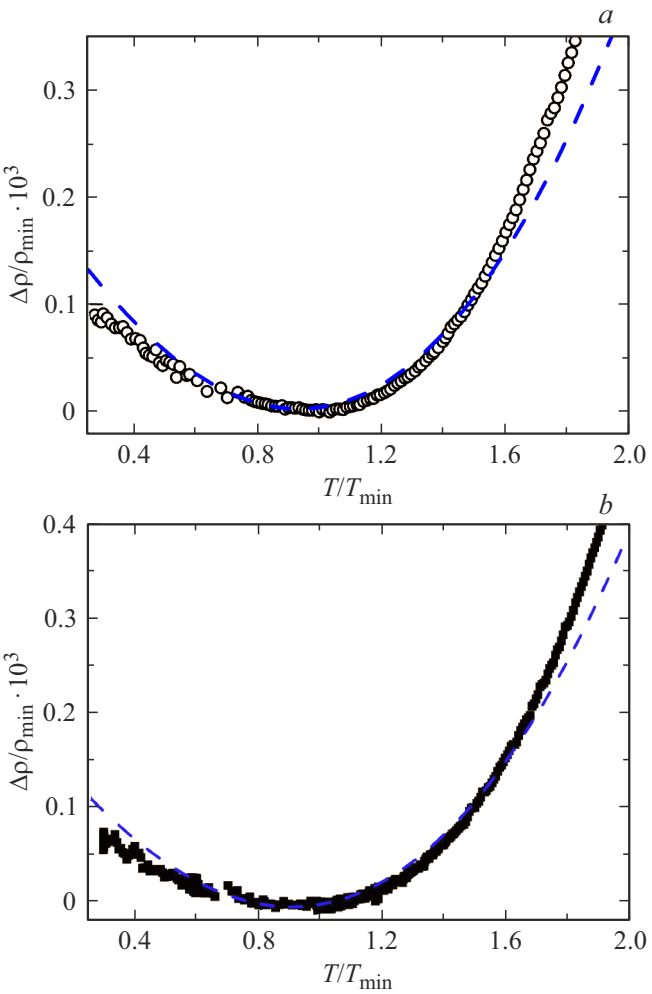


Рис. 2. Нормированные температурные зависимости перепада удельного сопротивления $\Delta\rho(t)/\rho_{\min}$: пленки $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ (*a*), гетероструктуры $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ (*b*). Штриховыми линиями показаны аппроксимационные зависимости.

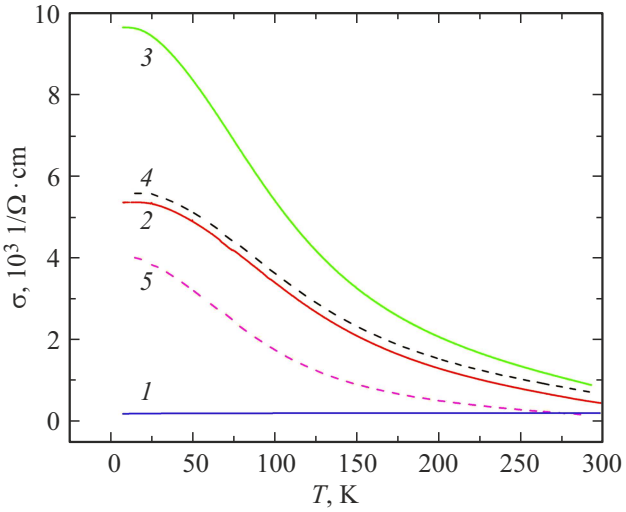


Рис. 3. Экспериментальные температурные зависимости при $H = 0$ удельных проводимостей пленок и гетероструктуры: *1* — $\sigma_1(T)$ $d_{SIO} = 35$ nm, *2* — $\sigma_2(T)$ $d_{LSMO} = 40$ nm, *3* — $\sigma_3(T)$ $d_{SIO/LSMO} = 35$ nm. Штриховые линии: *4* — $\sigma_4(T) = \sigma_1(T) + \sigma_2(T)$, *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 $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ $\rho_{\min} = 1.9 \cdot 10^{-4}\,\Omega \cdot$ cm, $T_{\min} = 9.6$ K; у гетероструктуры $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ $\rho_{\min} = 1.0 \cdot 10^{-4}\,\Omega \cdot$ cm, $T_{\min} = 8.7$ K. При этом $R_{\min} = 308.2\,\Omega$ для $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ и у гетероструктуры $R_{\min} = 196.4\,\Omega$ при одинаковой (в пределах ошибки ± 0.5 nm) толщине $d_{SIO} = d_{SIO/LSMO}$. 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 гетероструктуры: $i = 1$ ($SrIrO_3$), $i = 2$ ($La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$), $i = 3$ ($SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$). 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 $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ 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 $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ можно считать металлической, а холловский отклик $V_{xy}(H)$ демонстрирует рост с полем H и отрицательное магнетосопротивление.

Из рис. 4, *a* видно, что напряжения V_{xy} для всех трех образцов линейно зависят от поля H и сопротивление Холла $R_H = V_{xy}d_i/\mu_0 H$ при упрощенной оценке эффективной концентрации носителей $n_{\text{eff}} = 1/eR_H$ (μ_0 и e — физические постоянные) при $T = 10$ K получаем для $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ дырочную $n_{\text{eff}} = 1.6 \cdot 10^{22}\,\text{cm}^{-3}$, а для $SrIrO_3$ и $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ электронную n_{eff}: $1.4 \cdot 10^{21}\,\text{cm}^{-3}$ и $1.25 \cdot 10^{22}\,\text{cm}^{-3}$ соответственно. За-

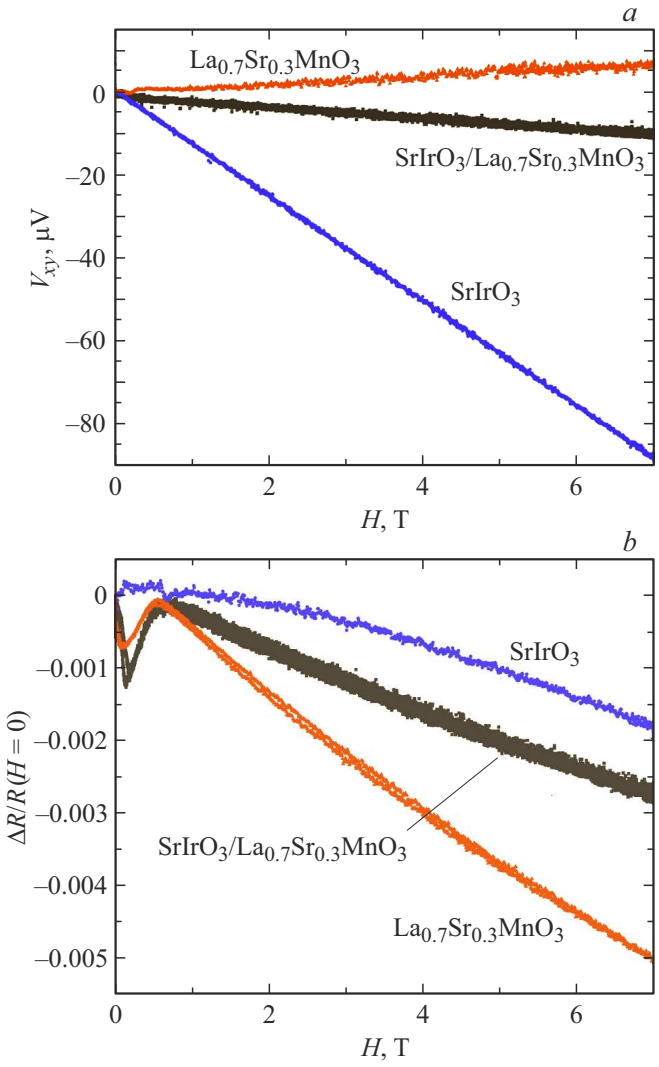


Рис. 4. Зависимости напряжения Холла (*a*) и магнетосопротивления (*b*) $SrIrO_3$, $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ и $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ при $T = 10$ K. Амплитуда знакопеременного измерительного тока $I_{xx} = 100\,\mu$A.

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 $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ 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 $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ и гетероструктуры $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ имеет место при $H > 1$ T, однако на интервале полей $H = 0-1$ T дважды происходит смена знака $\Delta R(H)/R(0)$ на $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ и на $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$. Отметим повторяемость — на рис. 4, *b* приведены хорошо совпадающие двойные треки регистрации магнетосопротивления. О схожей смене знака магнетосопротивления сообщалось в [21] для ферромагнитной сверхрешетки $SrRuO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$. 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 $H = 1.1-5.5$ kOe на $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ пленке, выращенной на $NdGaO_3$ подложке, трудно связать со слабой антилокализацией, а покрытие $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ 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 $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ пленки и гетероструктуры.

Таким образом, получены температурные зависимости при $T = 2-300$ K электропроводимости тонких пленок $SrIrO_3$, $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ и гетероструктуры $SrIrO_3$ на подложке $NdGaO_3$. Из холловских измерений при $T = 10$ K и $H < 7$ T обнаружено, что $SrIrO_3$ демонстрирует электронный тип проводимости и отрицательное магнетосопротивление. У пленки ферромагнитного полуметалла $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ при тех же экспериментальных условиях проводимость дырочная, а магнетосопротивление при $H < 1$ T дважды меняет знак с отрицательного на положительное и обратно, то же происходит и у гетероструктуры $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$. При $T < 15$ K на $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ и $SrIrO_3/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ обнаруживается перепад сопротивления с минимумом $T \sim 10$ K, описываемый слабой локализацией в трехмерном приближении.

Благодарности

Авторы благодарны В.А. Байдиковой, Ю.В. Кислинскому, А.В. Шадрину и А.М. Петржику 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. Strempfer, 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/PhysRev B.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. Константинян, 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. Ul'ev, 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. Константинян, 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. Pallecchi, 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. Китаев