

05,13

## Спиновый угол Холла в гетероструктурах иридат/манганит

© К.И. Константианян<sup>1</sup>, Г.Д. Ульев<sup>1,2</sup>, Г.А. Овсянников<sup>1</sup>, В.А. Шмаков<sup>1</sup>, А.В. Шадрин<sup>1,3</sup>, Ю.В. Кислинский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Москва, Россия

<sup>3</sup> Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

E-mail: karen@hitech.cplire.ru

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

Представлены результаты экспериментального определения спинового угла Холла  $\theta_{SH}$  в гетероструктуре  $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$  с нанометровой толщиной пленок. Определенная из продольного магнетосопротивления величина спинового угла Холла составила  $\theta_{SH}^L \approx 0.04 \pm 0.01$ , а из поперечного  $\theta_{SH}^T \approx 0.35 \pm 0.06$ . При понижении температуры от комнатной до  $T = 165$  К величина поперечного магнетосопротивления спадала, а при  $T < 150$  К не обнаруживалась в пределах ошибки измерений. Для сравнения были проведены измерения одиночной пленки  $SrIrO_3$ , на которой магнетосопротивление отсутствовало.

**Ключевые слова:** спиновый угол Холла, спиновое магнетосопротивление, спин-орбитальное взаимодействие, тонкопленочная гетероструктура, иридат стронция, манганит.

DOI: 10.21883/FTT.2023.07.55841.13H

### 1. Введение

Преобразование зарядового тока  $I_Q$  в спиновый ток  $I_S$  в  $F/N$  структурах ( $F$ -ферромагнетик,  $N$ -металл) за счет прямого спинового эффекта Холла (ПСЭХ) и обратный процесс — преобразование ортогонально направленного  $I_S$  в  $I_Q$  за счет обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) характеризуется спиновым углом Холла  $\theta_{SH}$  [1]:

$$I_Q = \theta_{SH} \frac{2e}{\hbar} [\mathbf{n} \times I_S], \quad (1)$$

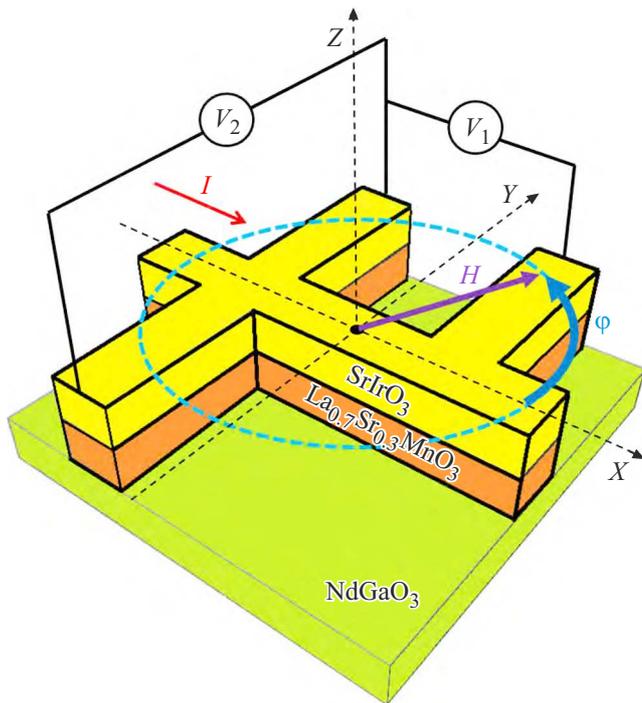
где  $e$  — заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор спинового момента в направлении из ферромагнетика  $F$  в металл  $N$ . Известны работы (см., например, [2,3] и ссылки в них), в которых параметр  $\theta_{SH}$  оценивался для  $F/N$  структур, образованных из железо-иттриевого граната (YIG), пермаллоя, кобальт содержащего ферромагнетика и „тяжелого“ металла (например, Pt, Ta, W), в условиях, когда прецессия намагниченности и генерация спинового тока  $I_S$  обеспечивалась спиновой накачкой при ферромагнитном резонансе (ФМР). В то же время, величину  $\theta_{SH}$  можно извлечь из измерений спинового магнетосопротивления (SMR) [3], снимая угловые зависимости SMR [4]  $F/N$  структур. При замене металла на оксид  $SrIrO_3$  (SIO), обладающим высокой энергией спин-орбитального взаимодействия  $E_{SO} \sim 0.4$  eV [5], сообщалось об увеличении параметра  $\theta_{SH}$  [6–8]. Такие работы проводилось большей частью на структурах, полученных *ex situ*, например,  $SrIrO_3/Pu$  [6,7],  $SrIrO_3/Co_{1-x}Tb_x$  [8], в то же время, свойства границы раздела  $N$  материала с ферромагнетиком

имеют важное значение. В настоящее время большое внимание уделяется оксидным гетероструктурам с эпитаксиальной границей раздела между ферромагнетиком и немагнитным материалом [4,9]. В данной работе сообщается об экспериментальном исследовании тонкопленочной гетероструктуры  $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$  с *in situ* нанесенными пленками SIO и LSMO ( $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ ). Изготовленная с помощью фотолитографии геометрия образца позволяла проводить измерения как „продольного“, так и „поперечного“ магнетосопротивления SMR.

### 2. Гетероструктуры и методика измерений

Тонкие пленки SIO (толщиной единиц nm) и LSMO (десятков nm) осаждались на монокристаллические подложки (110)  $NdGaO_3$  (NGO) с помощью радиочастотного магнетронного распыления при высокой температуре в атмосфере кислорода [4]. Наблюдался эпитаксиальный рост пленок „куб на куб“: (001)SIO||(001)LSMO||(110)NGO и [100]SIO||[100]LSMO||[001]NGO.

На рис. 1 показана геометрия образца на основе гетероструктуры SIO/LSMO и направление задания тока  $I$  в пленку SIO и внешнего магнитного поля  $H$ . Измерения SMR проводились малошумящим фазочувствительным частотно-избирательным усилителем на частоте  $F = 1.072$  kHz, время накопления выходного сигнала (постоянная интегрирования)  $\tau = 30$  ms. Магнитное поле  $H$  задавалось катушками Гельмгольца управляемым двухполярным источником задания тока до



**Рис. 1.** Топология образца на основе гетероструктуры SrIrO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> на подложке (110)NdGaO<sub>3</sub>, типичные значения толщин:  $d_{\text{SIO}} = 10 \text{ nm}$ ,  $d_{\text{LSMO}} = 30 \text{ nm}$ . Ширина гетероструктуры  $100 \mu\text{m}$ , расстояние между выводами напряжения составляли значение  $1.5 \text{ mm}$ .

$I_H = 3\text{--}5 \text{ A}$ , позволяющим пошагово изменять поле  $H$  от  $0$  до  $+H_{\text{max}}$  и обратно до  $-H_{\text{max}}$  с возвратом к  $H = 0$ , шаг  $\Delta H = H_{\text{max}}/N$  варьировался  $N = 200\text{--}1500$ . Величина сопротивления  $R(H)$  регистрировалась автоматизированной системой записи параметров  $H$ ,  $V_1$  или  $V_2$  и температуры  $T$ . Угловые зависимости SMR проводились вращением подложки в плоскости  $X\text{--}Y$ , изменяя угол  $\varphi$  между направлением задания тока  $I$  и внешним магнитным полем  $H$ . Для определения „продольного“ сопротивления  $R_L = V_1/I$  напряжение  $V_1$  снималось вдоль направления задания тока  $I$  (вывод  $V_1$ ); для „поперечного“  $R_T = V_2/I$  — с выводов  $V_2$  (см. рис. 1). Оцифровка выходного аналогового сигнала проводилась по  $n = 400$  отсчетам, позволяющая извлечь полезный сигнал, применяя радиофизические методы обработки шумовых сигналов [10]. Для увеличения отношения сигнал/шум измерялись  $m = 1\text{--}10$  зависимостей  $R(H)$  по каждому углу  $\varphi$ .

### 3. Результаты измерений и обсуждение

На рис. 2 приведены зависимости от поля  $H$  изменения сопротивления  $\Delta R = R(H) - R(H = 0)$ , нормированные на  $R_0 = R(H = 0)$ , для поперечного SMR  $\Delta R_T/R_0^T$  (рис. 2, *a*), продольного  $\Delta R_L/R_0^L$  (рис. 2, *b*) гетерострук-

туры SIO/LSMO, а также  $\Delta R/R_0$  для одиночной пленки SIO, изготовленной отдельно на подложке NdGaO<sub>3</sub> (рис. 2, *c*). Все зависимости на рис. 2 получены при комнатной температуре  $T \approx 300 \text{ K}$ . Снимались серии зависимостей  $\Delta R_T/R_0^T$  и  $\Delta R_L/R_0^L$  от угла  $\varphi$  между магнитным полем  $H$  и током  $I = 0.5 \text{ mA}$ . На рис. 2, *a* и рис. 2, *b* приведены зависимости продольного и поперечного SMR от магнитного поля для двух углов  $\varphi$ , соответствующих максимальному и минимальному изменению сопротивления. У одиночной пленки SIO магнетосопротивление отсутствовало (см. рис. 2, *c*), про анизотропное магнетосопротивление пленки LSMO нами сообщалось в работе [4].

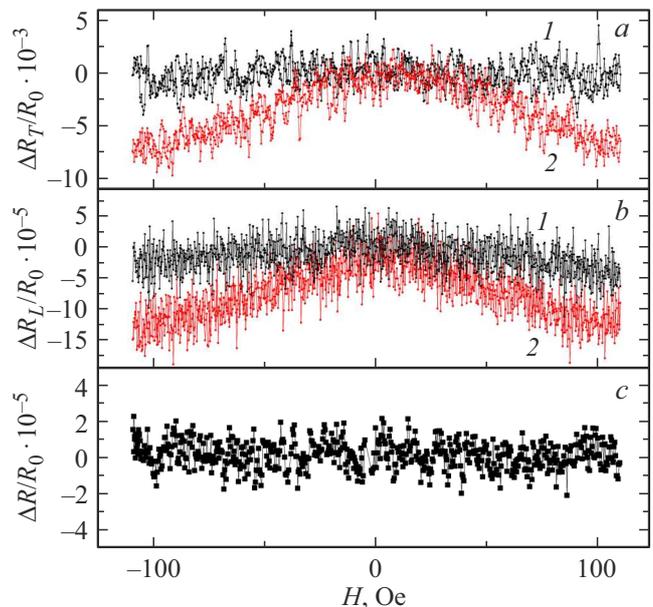
Для определения  $\theta_{\text{SH}}$  через зависящие от угла  $\varphi$  параметры  $\Delta R_L(H)$  и  $\Delta R_T(H)$  (см. рис. 3) использовались выражения (2)–(4) [3]:

$$\left(\frac{\Delta R_L}{R_0}\right) = -\theta_{\text{SH}}^2 \frac{2\lambda_{\text{SIO}}}{d_{\text{SIO}}} + \frac{1}{2} r_1 (1 + \cos 2\varphi), \quad (2)$$

$$r_1 = \theta_{\text{SH}}^2 \frac{\lambda_{\text{SIO}}}{d_{\text{SIO}}} \text{Re} \frac{2\lambda_{\text{SIO}}\rho_{\text{SIO}}(\text{Re } G^{\uparrow\downarrow} + i \text{Im } G^{\uparrow\downarrow})}{1 + 2\lambda_{\text{SIO}}\rho_{\text{SIO}}(\text{Re } G^{\uparrow\downarrow} + i \text{Im } G^{\uparrow\downarrow})}, \quad (3)$$

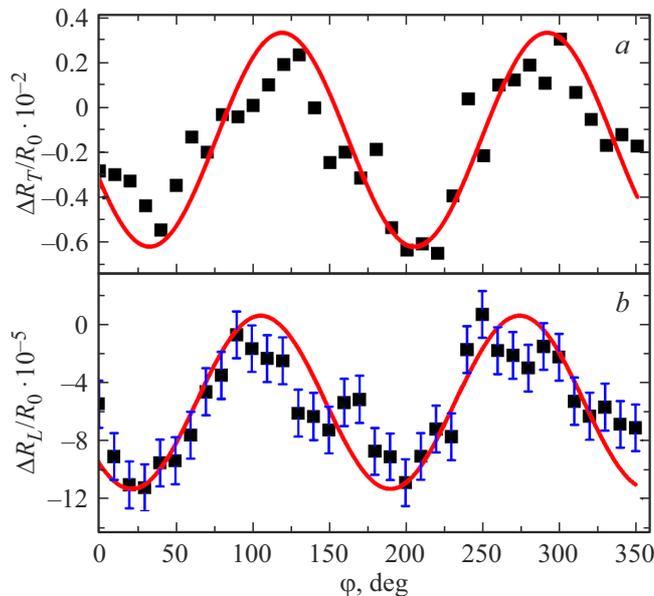
$$\left(\frac{\Delta R_T}{R_0}\right) = \frac{r_1}{2} \sin 2\varphi, \quad (4)$$

где  $d_{\text{SIO}}$  — толщина,  $\rho_{\text{SIO}}$  — удельное сопротивление и  $\lambda_{\text{SIO}}$  — длина спиновой диффузии пленки SIO. Для оценки величины реальной части спиновой проводимости границы (spin mixing

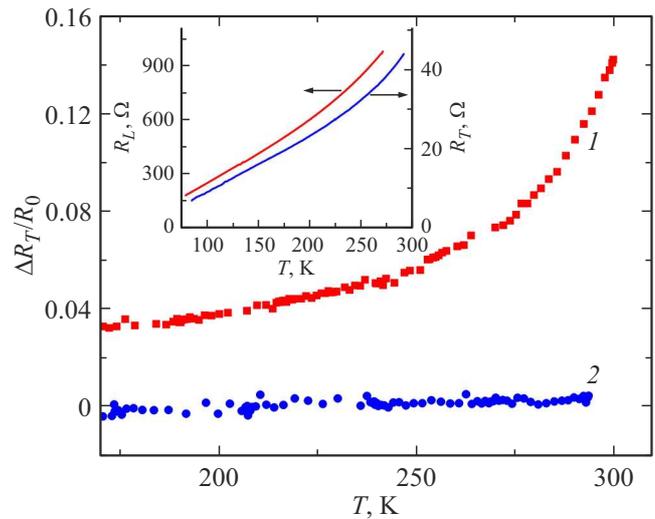


**Рис. 2.** Нормированные на  $R_0 = R(H = 0)$  зависимости изменения сопротивления  $\Delta R/R_0$  от поля  $H$  при  $T = 300 \text{ K}$ : *a* — поперечное  $\Delta R_T/R_0$  гетероструктуры SIO/LSMO, зависимость снята при угле  $\varphi = 140^\circ$  (1) и  $\varphi = 210^\circ$  (2); *b* — продольное  $\Delta R_L/R_0$  зависимость при  $\varphi = 100^\circ$  (1) и  $\varphi = 200^\circ$  (2). *c* —  $\Delta R/R_0$  для одиночной пленки SIO. При изменении угла  $\varphi$  значение  $\Delta R = 0$  не менялось.

conductance) использовалось упрощенное соотношение  $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow} = \text{Re } G^{\uparrow\downarrow} / (h/e^2) \approx (h/e^2) / (\rho_{\text{SIO}} \lambda_{\text{SIO}})$  [11–13]. Для оценки  $\text{Im } g^{\uparrow\downarrow}$  использовался подход [11,13]. При  $\lambda_{\text{SIO}} = 1 \text{ nm}$  [14],  $\rho_{\text{SIO}} = 3 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ , получаем  $\text{Re } g^{\uparrow\downarrow} \approx 9 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ , что по порядку величины совпадает с полученному в [14]. Для оценки мнимой части спиновой проводимости  $\text{Im } G^{\uparrow\downarrow}$  были использованы результаты [11], что дало значение  $\text{Im } g^{\uparrow\downarrow} \approx 10^{19} \text{ m}^{-2}$  для случая SIO/LSMO гетероструктуры с намагниченностью LSMO пленки  $M = 370 \text{ G}$ . Оценка минимального значения  $\text{Im } G^{\uparrow\downarrow}$  оказалась соразмерной с величиной  $\text{Re } G^{\uparrow\downarrow}$  для рассмотренного здесь случая с  $d_{\text{SIO}} = 10 \text{ nm}$ ,  $d_{\text{LSMO}} = 30 \text{ nm}$ . Это указывает, что при определении спинового угла Холла гетероструктуры следует учитывать вклад  $\text{Im } G^{\uparrow\downarrow}$ . При определении  $\theta_{\text{SH}}^L$  из измерений  $\Delta R_L(\varphi)$  LSMO пленка дает вклад из-за наличия анизотропного магнетосопротивления  $R_{\text{AMR}} \sim (\Delta R_{\text{AMR}}/R_0) \cos 2\varphi$ . В результате, измеряемая величина SMR в продольном случае содержит две компоненты  $\Delta R_L$  от SMR и  $R_{\text{AMR}}$  [4,11]. Согласно [15] AMR для LSMO пленки и величины  $R_0$  в продольном и в поперечном случаях заметно отличаются, что в случае гетероструктуры SIO/LSMO проявилось на отношении  $R_0^L/R_0^T = 26.5$  при температуре близкой к комнатной. Следует учесть, что помимо влияния AMR пленки LSMO на измеряемую величину SMR в SIO/LSMO, между слоями SIO и LSMO образуется шунтирующий переходной слой [16], понижающий амплитуду  $\Delta R/R_0$ . Из-за большого отличия  $R_0^L \gg R_0^T$  влияние шунтирую-



**Рис. 3.** Угловые зависимости нормированных значений SMR снятые для поля  $H_{\text{max}} = 100 \text{ Oe}$  при  $T = 300 \text{ K}$ , эксперимент — квадратные символы, аппроксимация — сплошная линия  $\sim \sin 2\varphi$ . *a* — поперечное  $\Delta R_T/R_0$ , *b* — продольное  $\Delta R_L/R_0$ . Ошибка измерений для продольного случая приведена на рисунке, для продольного SMR ошибка меньше размера символов.



**Рис. 4.** Температурная зависимость нормированного поперечного SMR  $\Delta R_T/R_0$ . Кривая 1 соответствует углу  $\varphi = 210^\circ$  при котором  $\Delta R_T/R_0$  максимальна, кривая 2 снята при  $\varphi = 275^\circ$ . На вставке приведены температурные зависимости продольного и поперечного сопротивлений при  $H = 0$ .

щего слоя больше сказывается в продольном случае и амплитуда изменения  $\Delta R_L/R_0^L$  от  $\varphi$  (см. рис. 3) оказалась значительно меньше, чем в поперечной конфигурации  $\Delta R_T/R_0$ . Оценка спинового угла Холла из поперечного SMR, используя выражение (4) из амплитуды  $\Delta R_T/R_0$  при  $\sin 2\varphi$ , приведенной на рис. 3, *a*, дает  $\theta_{\text{SH}}^T \approx 0.35 \pm 0.06$ . Из продольного магнетосопротивления (рис. 3, *b*) с учетом вклада анизотропного магнетосопротивления от LSMO пленки [4] получаем на порядок меньшее значение  $\theta_{\text{SH}}^L \approx 0.04 \pm 0.01$ .

При охлаждении гетероструктуры SIO/LSMO до температуры жидкого азота  $T = 77 \text{ K}$  величина SMR уменьшалась. На рис. 4 приведена температурная зависимость нормированного поперечного SMR для двух случаев, когда  $\Delta R_T/R_0$  при  $T = 300 \text{ K}$  максимален при  $\varphi = 210^\circ$  и минимален при  $\varphi = 275^\circ$ . При низких температурах ( $T < 150 \text{ K}$ ) ошибка измерений (на рисунке не приведена) не позволяла извлечь достоверные данные. При  $T = 77 \text{ K}$  ни поперечного, ни продольного SMR обнаружить не удалось. Температурные зависимости продольного  $R_L$  и поперечного  $R_T$  сопротивлений гетероструктуры SIO/LSMO, снятые при  $H = 0$  приведена на вставке. В целом, характер температурной зависимости  $\Delta R_T/R_0$  схож с  $R_T(T)$ , однако исходя из теории [3] температурное изменение проводимости пленки  $\rho_{\text{SIO}}$  не объясняет спад  $\Delta R_T/R_0$  с понижением температуры. Известно, что намагниченность  $M$  пленки LSMO с понижением температуры растет, но как это сказывается на параметре  $r_1$  (3) не ясно. Заметим, температурные зависимости характеристик SMR, длины спиновой диффузии, спинового угла Холла рассматривались в работах [17–19] на структурах, отличных от рассматриваемых в данной работе, а также и для случая изменения

спиновое момента в SIO/LSMO [20] под влиянием токовых импульсов.

#### 4. Заключение

Из угловых зависимостей поперечного и продольного спинового магнетосопротивления получены оценки спинового угла Холла  $\theta_{SH}$  при  $T = 300$  К для тонкопленочной гетероструктуры  $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ , эпитаксиально осажденной на подложку  $NdGaO_3$ . Обнаружено, что амплитуда углового изменения поперечного магнетосопротивления существенно превышает продольного, на величину которого сказывается, скорее всего, шунтирующее влияние анизотропного магнетосопротивления и сопротивление границы раздела между пленками  $SrIrO_3$  и  $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ . С понижением температуры ниже комнатной величина поперечного спинового магнетосопротивления уменьшается.

#### Благодарности

Авторы благодарны А.А. Климову, Т.А. Шайхулову, Е.А. Калачеву за помощь в проведении эксперимента и полезные обсуждения.

#### Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-49-10006). В работе использовалось оборудование Уникальной научной установки #352529 „Криоинтеграл“ (соглашение № 075-15-2021-667 Минобрнауки России).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, S. Tatara. Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
- [2] J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth. Rev. Mod. Phys. **87**, 1213 (2015).
- [3] Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, M. Althammer, Sebastian T.B. Goennenwein, E. Saitoh, Gerrit E.W. Bauer. J. Phys.: Condens. Matter **28**, 103004 (2016).
- [4] К.И. Константиныч, Г.А. Овсянников, А.В. Шадрин, В.А. Шмаков, А.М. Петржик, Ю.В. Кислинский, А.А. Климов. ФТТ **64**, 10, 1429 (2022).
- [5] L. Zhang, B. Pang, Y.B. Chen, Y. Chen. Critical Rev. Solid State Mater. Sci. **43**, 5, 367 (2018)
- [6] T. Nan, T.J. Anderson, J. Gibbons, K. Hwang, N. Campbell, H. Zhou, Y.Q. Dong, G.Y. Kim, D.F. Shao, T.R. Paudel, N. Reynolds, X.J. Wang, N.X. Sun, E.Y. Tsybal, S.Y. Choi, M.S. Rzchowski, Y.B. Kim, D.C. Ralph, C.B. Eom. Proc. Nat. Acad. Sci. USA **116**, 16186 (2019).
- [7] A.S. Everhardt, M. De, X. Huang, S. Sayed, T.A. Gosavi, Y. Tang, C.-C. Lin, S. Manipatruni, I.A. Young, S. Datta, J.-P. Wang, R. Ramesh. Phys. Rev. Mater. **3**, 051201 (2019).
- [8] H. Wang, K.-Y. Meng, P. Zhang, J.T. Hou, J. Finley, J. Han, F. Yang, L. Liu. Appl. Phys. Lett. **114**, 232406 (2019).
- [9] 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).
- [10] Н.А. Есепкина, Д.В. Корольков, Ю.В. Парийский. Радиотелескопы и радиометры. Наука, М. (1973) 416 с.
- [11] Г.А. Овсянников, К.И. Константиныч, Е.А. Калачев, А.А. Климов. Письма в ЖТФ **48**, 12, 44 (2022).
- [12] Ya. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
- [13] J. Dubowik, P. Graczyk, A. Krysztofik, H. Glowinski, E. Coy, K. Zaleski, I. Goscianska. Phys. Rev. Appl. **13**, 054011 (2020).
- [14] S. Crossley, A.G. Swartz, K. Nishio, H.Y. Hwang. Phys. Rev. B **100**, 115163 (2019).
- [15] T. Li, L. Zhang, X. Hong. J. Vac. Sci. Technol. A **40**, 010807 (2022).
- [16] G.A. Ovsyannikov, T.A. Shaikhulov, K.L. Stankevich, Yu. Khaydukov, N.V. Andreev. Phys. Rev. B **102**, 144401 (2020).
- [17] S.R. Marmion, M. Ali, M. McLaren, D.A. Williams, B.J. Hickey. Phys. Rev. B **89**, 220404(R) (2014).
- [18] Y. Wang, P. Deorani, X. Qiu, J.H. Kwon, H. Yang. Appl. Phys. Lett. **105**, 152412 (2014).
- [19] H. Wang, K.-Y. Meng, P. Zhang, J.T. Hou, J. Finley, J. Han, F. Yang, L. Liu. Appl. Phys. Lett. **114**, 232406 (2019).
- [20] L. Liu, G. Zhou, X. Shu, C. Li, W. Lin, L. Ren, C. Zhou, T. Zhao, R. Guo, Q. Xie, H. Wang, J. Zhou, P. Yang, S.J. Pennycook, X. Xu, J. Chen. Phys. Rev. B **105**, 144419 (2022).

Редактор Д.В. Жуманов