Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 5, с. 402 – 411

Спиновый ток на границе $5d$–$3d$ эпитаксиальных оксидных пленок (Миниобзор)

Г. А. Овсянников[+1)], К. И. Константинян[+], Г. Д. Ульев[+*], И. Е. Москаль[+]

[+]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

[*]Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", Физический факультет, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 сентября 2024 г.
После переработки 8 января 2025 г.
Принята к публикации 16 января 2025 г.

В настоящей работе представлен обзор экспериментальных исследований электрофизических и магнитных свойств гетероструктуры из сложных оксидов $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, где наблюдается спиновый ток в условиях ферромагнитного резонанса. Эпитаксиальный рост тонких пленок $5d$ иридата стронция $SrIrO_3$ с сильным спин-орбитальным взаимодействием и $3d$ манганита стронция $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ осуществлялся на монокристаллической подложке (110)$NdGaO_3$ методом магнетронного распыления при высокой температуре подложки (7000 °C–8000 °C) в смеси газов аргона и кислорода с общим давлением 0.3 мБар. Спиновая проводимость границы (*spin mixing conductance*), имеющая действительную ($\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$) и мнимую ($\mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow}$) части, была определена по частотным зависимостям (в диапазоне 2–20 ГГц) ширины линии и резонансного поля ферромагнитного резонанса гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Спиновый угол Холла ($\theta_{SH}$), характеризующий эффективность конверсии спинового тока в электрический при обратном спиновом эффекте Холла был расчитан из данных по измерениям спинового магнитосопротивления гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Величина θ_{SH} гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ оказалась существенно больше (почти в 40 раз), чем для гетероструктуры $Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$.

DOI: 10.31857/S0370274X25030113, EDN: IKZPAO

1. Введение. Сложные оксиды, в которых проявляется взаимодействие зарядовых, спиновых, орбитальных и решеточных степеней свободы, представляют значительный интерес как для фундаментальных исследований, так и для решения прикладных задач. Диапазон физических свойств этих материалов распространяется от высокотемпературной сверхпроводимости в купратных оксидах и колоссального магнитосопротивления (МС) в манганитах [1] до необычных особенностей в плотности состояний иридатов, вызванных спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) [2, 3].

В настоящей работе для создания гетероструктуры использовался оксид переходных металлов $SrIrO_3$ ($5d$ оксид), в котором имеется незаполненная $5d$ орбиталь Ir. В пленке $SrIrO_3$ наряду с сильным СОВ также проявляется сильное электрон–электрон взаимодействие [1, 4]. Комбинация этих эффектов приводит к появлению нетривиальных квантовых фаз [5], возникновению магнитной анизотропии в направлении нормали к плоскости подложки [6], аномально большому углу Холла и искривлению фазы Берри [7, 8]. $SrIrO_3$, имеющий структуру перовскита, метастабильную в кристаллическом состоянии, стабилизируется при эпитаксиальном росте тонкой пленки за счет напряженности, вызванной влиянием подложки [9–11]. Сильное СОВ (0.3–0.4 эВ/атом) в пленке $SrIrO_3$ приводит к возникновению узких энергетических полос в плотности состояний, что вызывает появление на температурной зависимости сопротивления переход металл–изолятор [12, 13]. В исследуемой гетероструктуре пленка $SrIrO_3$ выполняла функцию нормального (не ферромагнитного) металла и в диапазоне от комнатных до азотных температур не проявляла ферромагнитных свойств. В качестве ферромагнетика использовался манганит стронция $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ ($3d$ оксид) с незаполненной $3d$ орбиталью Mn. $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ представляет собой магнитный полуметалл с сильно коррелированными электронными состояниями. Ферромагнитные свойства $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ вызваны механизмом двойного обмена, где спины свободных электронов связаны со спинами локализованных электронов [14].

Прецессия намагниченности ферромагнетика, вызванная воздействием СВЧ поля в условиях ферромагнитного резонанса (ФМР), приводит к генерации "чисто" спинового тока (без переноса заряда) на границе нормальный металл/ферромагнетик

1)e-mail: gena@hitech.cplire.ru

гетероструктуры. Величина спинового тока определяется амплитудой прецессии намагниченности и спиновой проводимостью границы (*spin-mixing conductance*), имеющей действительную и мнимую части. Спиновый ток регистрировался измерением электрического тока, вызванного обратным спиновым эффектом Холла (ОСЭХ) в нормальном металле с сильным СОВ [15–20]. Совместное проявление спинового эффекта Холла (СЭХ), так и ОСЭХ в структуре нормальный металл/ферромагнетик приводит к спиновому МС [20–22]. Угол Холла (θ_{SH}), характеризующий эффективность конвертации спинового тока в электрический удобно определяется по угловым зависимостям МС [23, 24].

Впервые экспериментальные исследования возбуждения спинового тока ФМР накачкой и его регистрация за счет ОСЭХ в гетероструктурах нормальный металл/ферромагнетик были выполнены в гетероструктурах Pt/Py, где пленка платины (Pt) использовалась как нормальный металл, а пермаллой Py ($Ni_{81}Fe_{19}$) как ферромагнетик [16, 25]. Исследования спинового тока также экспериментально проводились в гетероструктурах с нормальным металлом, напыленным поверх диэлектрического ферромагнетика – железо-иттриевого граната YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$) [26, 27]. Отметим, что в большинстве работ по спиновому току в качестве нормального металла использовалась пленка Pt [28, 29].

Была получена атомно гладкая граница тонких пленок $SrIrO_3$ и $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ при эпитаксиальном росте на подложках $(LaAlO_3)_{0.3}(Sr_2AlTaO_6)_{0.7}$ (LSAT), $NdGaO_3$ и $SrTiO_3$ как лазерной абляцией, так и при магнетронном распылении [30–34]. Увеличение гильбертовского затухания в гетероструктурах $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ объясняется возникновением спинового тока через границу нормальный металл/ферромагнетик [30, 31, 33]. Экспериментальная регистрация спинового тока показала, что в отклик на СВЧ воздействие при ФМР наряду со спиновым током дает вклад анизотропное МС пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ [30, 33–35].

2. Методы изготовления и структурные характеристики гетероструктуры. В данной работе представлены результаты исследования генерации и детектирования спинового тока в гетероструктурах $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и $Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Эпитаксиальные $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ пленки с толщиной 10–50 нм выращивались на монокристаллических подложках (110)$NdGaO_3$ с помощью радиочастотного магнетронного распыления при температурах подложки 770–800 °C в смеси газов Ar и O_2 при полном давлении газов 0.3–0.5 мбар [33, 34, 36]. Гетероструктуры изготавливались либо последовательным ростом тонкой пленки иридата стронция $SrIrO_3$ поверх пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (*in situ*), либо напылением в другой камере (*ex situ*) поликристаллической пленки платины Pt.

Кристаллическая структура гетероструктур исследовалась методами рентгеновской дифракции (РД) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Результаты РД исследования показали, что кристаллические решетки пленок $SrIrO_3$ и $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ могут быть представлены как псевдо-куб с постоянными решетки для пленок $SrIrO_3$ $a_{SIO} = 0.396$ нм и $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ $a_{LSMO} = 0.389$ нм (см. рис. 1).

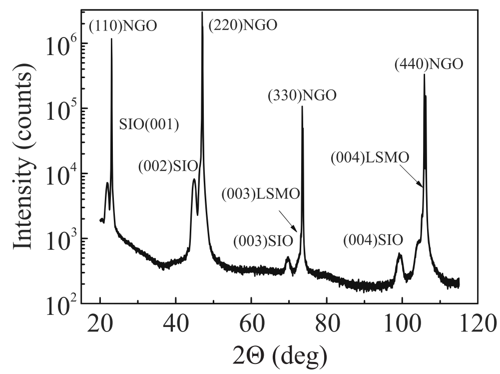

Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Используются следующие обозначения для индексов SIO – $SrIrO_3$. LSMO – $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и NGO – $NdGaO_3$ [33, 34]

Подложка $NdGaO_3$ также может быть рассмотрена как псевдо-куб с постоянной решетки $a_{NGO} = 0.386$ нм [33]. Во всех рассмотренных случаях с оксидными материалами наблюдался эпитаксиальный рост пленок $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и $SrIrO_3$, в то время как пленка Pt имела поликристаллическую структуру с постоянной решетки 0.392 нм [23].

Для проведения ПЭМ исследований поверх гетероструктуры сначала магнетронным распылением на постоянном токе напылялся толстый слой платины (толщина 100 нм), потом дополнительно с помощью активного химического распыления толщина платины доводилась до 1 мкм. Пластинка поперечного среза для исследования на ПЭМ была изготовлена с использованием фокусированного ионного пучка в растровом электронно-ионном микроскопе Cross Beam Neon 40 EsB, производства компании Carl Zeiss, имеющего автоэмиссионную электронную и галлиевую ионную пушку с разрешением 1 и 7 нм. Установка была оснащена микроманипулятором. Для получения среза и его полировки использовались ионы Ga+ с энергией 30 кэВ с постепенным уменьшением тока травления от 5 нА до 5 пА. Для удаления аморфного слоя на финальной стадии энергия ионов понижалась до 5 кэВ.

На изображении высокого разрешения (рис. 2b работы [37]) наблюдается эпитаксиальное соответствие между слоями и подложкой. Фурье-анализ изображений областей рисунка, соответствующих подложке и слоям гетероструктуры $SrIrO_3$ и $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ подтверждает эпитаксиальный рост [35]. Послойный элементный состав гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, выращенной на подложке (110)$NdGaO_3$ показан на рис. 2b. Разрешение детектора элементного состава ограничено 1 нм. Поскольку положения откликов на полувысоте срезов по Ir и по Mn совпадали, то в пределах разрешения TEM детектора не наблюдается перемешивание элементов Ir и Mn на границе $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и, аналогично, Mn и Nd – на границе $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3/NdGaO_3$.

3. Результаты. В эксперименте с СВЧ накачкой гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ определяющими параметрами являются магнитная компонента СВЧ поля $h(t)$, создающая прецессию намагниченности в пленке $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, спиновая длина диффузии λ_{SIO}, характеризующая затухание спинового тока в пленке $SrIrO_3$, спиновый угол Холла θ_{SH} – фактически отношение спинового и электрического токов на границе гетероструктуры и спиновая проводимость границы (*spin mixing conductance*) $g^{\uparrow\downarrow}$, которая определяется матрицей рассеяния электронов на границе и характеризуется прозрачностью границы для переноса углового магнитного момента [18].

3.1. Спиновый ток. При СВЧ воздействии в условиях ФМР в пленке ферромагнетика возникает прецессия намагниченности, которая вызывает спиновый ток (перенос углового магнитного момента) через границу с нормальным металлом. Плотность спинового тока $\mathbf{j}_S$ определяется спиновой проводимостью границы $g^{\uparrow\downarrow}$, состоящей из реальной ($\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$) и мнимой ($\mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow}$) частей, и амплитудой прецессии магнитного момента $\mathbf{m}$, вызванного магнитной компонентой СВЧ накачки. Направление $\mathbf{j}_S$ определяется векторным произведение $[\mathbf{m} \times d\mathbf{m}/dt]$ [18, 38, 39]:

$$\mathbf{j}_S = \frac{h}{4\pi}\left(\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}\left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt}\right] + \mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow}\frac{d\mathbf{m}}{dt}\right). \quad (1)$$

Спиновый ток j_S, преобразованный за счет ОСЭХ в электрический j_Q, регистрировался путем измерения напряжения V на образце, имеющим форму полоски из гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ с платиновыми контактами на краях (см. вставку на рис. 3). Для задания СВЧ магнитного поля образец размещался на микрополосковой линии, позволяющей проводить измерения в диапазоне частот $f = 2{-}20$ ГГц [35]. Постоянное магнитное поле $\mathbf{H}$ задавалось в плоскости подложки и было направлено перпендикулярно возникающему зарядовому току j_Q (вдоль оси Y на вставке на рис. 3), а СВЧ магнитное поле возбуждалось закороченной микрополосковой линией с магнитной компонентой СВЧ поля, направленной вдоль оси Z. Прецессия намагниченности пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ вокруг оси направления магнитного поля (направление Y на вставке к рис. 3), вызванная воздействием СВЧ магнитного поля, индуцирует спиновый ток перпендикулярно границе $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (ось Z). Электрический ток j_Q связан со спиновым током j_S через безразмерный параметр – спиновый угол Холла θ_{SH} [16, 20]:

$$\mathbf{j}_Q = \theta_{SH}\frac{2e}{\hbar}[\mathbf{n} \times \mathbf{j}_S], \quad (2)$$

где $\mathbf{n}$ – единичный вектор направления спинового момента.

На рисунке 3 представлена магнитно-полевая зависимость напряжения V, возникающего на гетероструктуре $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ при воздействии СВЧ поля с частотой $f = 2.3$ ГГц и мощностью 30 мВт при $T = 300$ К. Максимальное значение напряжения V составляет десятки нановольт при мощности внешней накачке 30 мВт и возрастает с увеличением мощности подаваемой СВЧ накачки. Величина отклика $V(H)$ зависит от мощности СВЧ накачки и его коэффициента преобразования в магнитную компоненту $h(t)$, коэффициента усиления низкочастотного синхронного усилителя, параметров амплитудной модуляции СВЧ накачки и т.д. Для увеличения отношения сигнал/шум использовалось накопление сигнала путем многократного измерения N зависимостей $V(H)$, что увеличивало отношение сигнал/шум в $N^{1/2}$ раз.

При изменении направления постоянного магнитного поля знак напряжения $V(H)$ меняется на противоположный. Это обусловлено изменением с магнитном полем направления электрического тока из-за смены направления вектора $\mathbf{n}$ в соотношении (2). Наблюдаемая асимметрия амплитуд $V(H)$ для противоположных направлений магнитного поля может быть вызвана вкладом от анизотропного МС. Для случая, представленного на рис. 3, асимметрия мала, единицы процентов (см. работу [40]). Спиновое напряжение $V_Q(H)$, полученное из полуразности откликов при противоположных направлениях H, хорошо описывается функцией Лоренца [40, 41]. Заме-

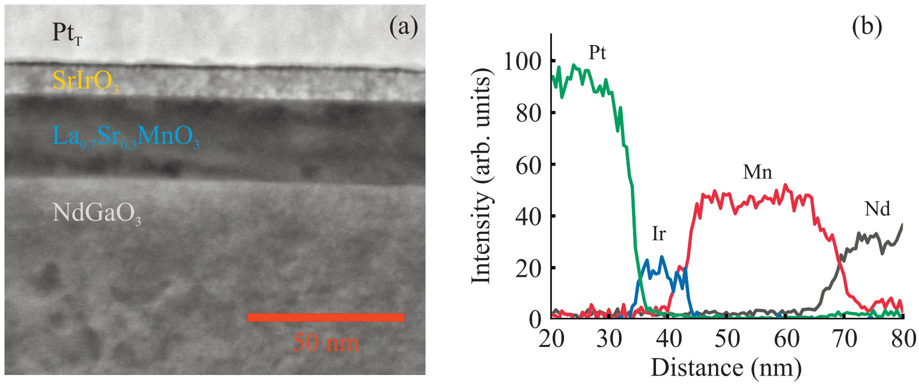

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Поперечное сечение гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ на подложке $NdGaO_3$, полученное на просвечивающем электронном микроскопе. Pt_T – технологическая пленка платины, нанесенная на гетероструктуру магнетронным распылением. (b) – Послойный элементный состав гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ [37]

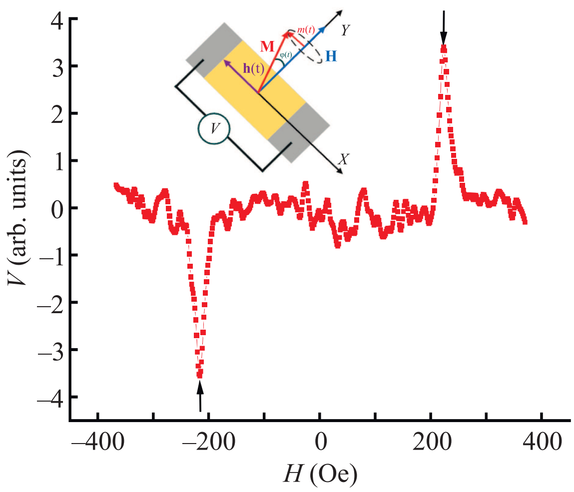

Рис. 3. (Цветной онлайн) Магнитно-полевая зависимость напряжения $V(H)$ на гетероструктуре $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ при воздействии СВЧ поля частотой $f = 2.3$ ГГц, мощности 30 мВт и $T = 300$ К. Стрелками указаны значения $\mathbf{H}$ при максимальном (минимальном) значении $V(H)$. На вставке показана топология гетероструктуры с указанием направлений СВЧ $h(t)$ и постоянного $\mathbf{H}$ магнитных полей при угле $\phi = 0$ [40]

тим, что оба отклика: спиновый и вызванный анизотропным МС, немонотонно зависят от угла между направлением электрического тока и магнитного поля [17, 25, 41, 42]:

$$V = [V^S_{AMR} L(H) + V^A_{AMR} L'(H)] \sin 2\phi_0 + \\ + V_Q L(H) \cos\phi_0, \quad (3)$$

где $L(H) = \Delta H^2/[(H - H_0)^2 + \Delta H^2]$ – симметричная часть функции Лоренца, $L'(H) = \Delta H(H-H_0)/[(H-H_0)^2 + \Delta H^2]$ – антисимметричная часть функции Лоренца, V^S_{AMR} и V^A_{AMR} амплитуды симметричной и асимметричной частей вклада анизотропного МС, $V_Q(H)$ – напряжение на гетероструктуре, вызванное спиновым током, ϕ_0 – угол между направлением внешнего магнитного поля и нормалью к направлению электрического тока, вызванного ОСХЭ. Для случая $\phi_0 = 0$, показанного на вставке к рис. 3, влияние вклада от анизотропного МС V^A_{AMR} и V^S_{AMR} мало [40]. Именно такая конфигурация магнитного поля и зарядового тока наиболее удобна для измерений спинового тока [43]. При произвольных значениях ϕ_0 для определения величины вклада от спинового тока V_Q необходимо использовать все слагаемые в выражении (3) [42].

3.2. Температурная зависимость спинового тока. На рисунке 4 показана температурная зависимость амплитуды и ширины линии отклика (по магнитному полю) электрического тока $I_Q(H)$, рассчитанного как $I_Q = V/R_0$, где V – напряжение на гетероструктуре, а R_0 – сопротивление полоски гетероструктуры. В интервале температур от $T = 350$ К до $T = 250$ К наблюдается рост I_Q, аналогичный результатам работы [41] для гетероструктуры $Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, что объяснялся увеличением намагниченности $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. При T ниже 250 К зависимость $I_Q(T)$ выходит на насыщение. В этом диапазоне температур наблюдается значительное уширение линии отклика $I_Q(H)$ (см. рис. 4).

Величина I_Q определяется рядом параметров $I_Q \propto h f^2 \theta_{SH} \lambda_{SIO} \mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$, где h_f – амплитуда магнитной компоненты СВЧ накачки $h(t)$ (слабо зависит от температуры), $\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$ – действительная часть спиновой проводимости границы гетеростструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, θ_{SH} – спиновый угол Холла. Параметр λ_{SIO}, определяется релаксацией Элиотта–

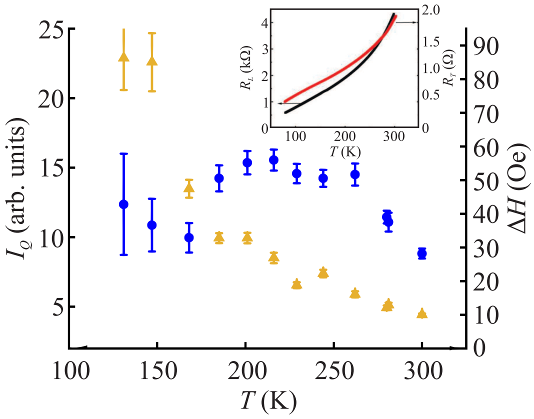

Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурные зависимости амплитуды электрического тока I_Q, вызванного спиновым током на границе $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ при воздействии СВЧ излучения частотой 2.9 ГГц (заполненные круги) и ширины отклика ΔH (заполненные треугольники). Вставка: температурные зависимости продольного (омического) R_L и поперечного (холловского) R_T сопротивлений для гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Адаптировано [40]

Яфета и изменяется с температурой обратно пропорционально сопротивлению нормального металла ($SrIrO_3$ в данном случае) [43, 44]. Удельное сопротивление пленки $SrIrO_3$ слабо зависит от температуры в интервале от 77 K до 300 K [33], поэтому изменением λ_{SIO} в этом диапазоне можно пренебречь. Насыщение и даже снижение $I_Q(T)$ при низких температурах могут быть обусловлены температурной зависимостью угла Холла θ_{SH} (см. раздел 3.5 рис. 9).

Известно, что I_Q также зависит от эллиптичности прецессии намагниченности ферромагнетика под действием СВЧ поля. Впервые оценка коэффициента эллиптичности (P), определяющего амплитуду спинового тока была сделана в работе [45]. Для пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ получено, что P изменяется не более, чем на 10 % в диапазоне температур 300–350 K, а при более низких температурах меняется существенно меньше [43]. В работах [17, 45] показано, что P уменьшается примерно на 20 % при изменении частоты от 2 до 18 ГГц. С учетом значительно больших ошибок определения других параметров спиновой накачки, влияющих на величину спинового тока, изменением эллиптичности как с температурой, так и с частотой ФМР можно пренебречь.

3.3. Спиновая проводимость границы. Протекание спинового тока через границу нормальный металл/ферромагнетик вызывает дополнительное затухание спиновой прецессии. В эксперименте это проявляется в увеличении ширины линии спектра ФМР ΔH, которое обычно определяется гильбертовым коэффициентом затухания α $\Delta H(F) = 4\pi\alpha F/\gamma + \Delta H_0$, где γ – гиромагнитное отношение, ΔH_0 – неоднородное уширение, вызванное неоднородностями и примесями [18, 28, 38, 39, 46]. При этом пренебрегается вкладами в спиновое затухание, вызванное другими причинами (см. например, [47]). Из зависимостей $\Delta H(F)$ для пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ получаем $\alpha_{LSMO} = 2.0 \pm 0.2\,10^{-4}$, а для гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ $\alpha_{SIO/LSMO} = 6.7 \pm 0.8\,10^{-4}$ (см. рис. 5). Реальная часть спиновой про-

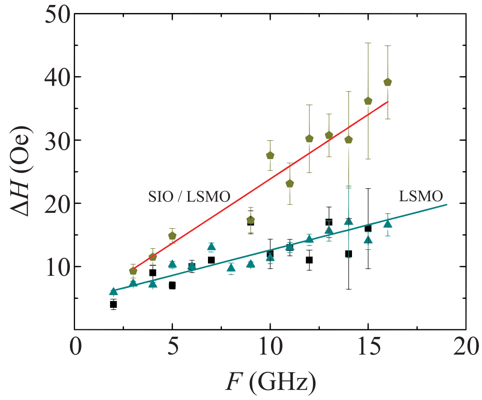

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимости от частоты СВЧ воздействия F ширины линии ФМР ΔH для пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (LSMO) (квадраты и треугольники) и гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (SIO/LSMO) (пятиугольники). Сплошными линиями показаны линейные аппроксимации экспериментальных данных. Адаптировано [46, 42]

водимости определяется из разности этих значений [18, 38, 39, 46]:

$$\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M_0 d_{LSMO}}{g\mu_B}(\alpha_{SIO/LSMO} - \alpha_{LSMO}). \quad (4)$$

При намагниченности пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ $M_0 = 370$ Э и толщине пленки $d_{LSMO} = 30$ нм получаем $\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow} = (3.5 \pm 0.5) \cdot 10^{18}$ м$^{-2}$ [46, 42]. Отметим, что полученное значение по порядку величины совпадает с $\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow} = 1.3 \cdot 10^{18}$ м$^{-2}$, приведенному в работе [31]. При изменении толщины пленки $SrIrO_3$ в гетероструктуре $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ от 1.5 до 12 нм величина $\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$ изменяется от $0.5 \cdot 10^{19}$ м$^{-2}$ до $3.6 \cdot 10^{19}$ м$^{-2}$ [30].

Согласно модели спинового взаимодействия между локализованным и электронами проводимости $\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$ может быть оценена по удельному сопротивлению ρ_{SIO} и спиновой длине диффузии λ_{SIO} нормального металла с сильным СОВ (пленка $SrIrO_3$) [38, 48]:

$$\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow} \approx (h/e^2)/(\rho_{SIO}\lambda_{SIO}). \quad (5)$$

При $h/e^2 \approx 25.8\,k\Omega$, $\lambda_{SIO} = 1.4$ нм [31] и $\rho_{SIO} = 3 \times \times 10^{-4}$ Ом см [33] получаем $\mathrm{Re} g^{\uparrow\downarrow} \approx 6.1 \cdot 10^{18}$ м$^{-2}$. Это значение входит в диапазон изменения данных, полученных для металлических ферромагнетиков Co, Ni, Fe $\mathrm{Re} g^{\uparrow\downarrow}(6 \cdot 10^{18}–8 \cdot 10^{20}$ м$^{-2}$) [48, 49]. Отметим, что выражение (5) дает лишь качественную оценку $\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$.

На рисунке 6 представлены зависимости резонансного поля H_0 от частоты СВЧ воздействия F

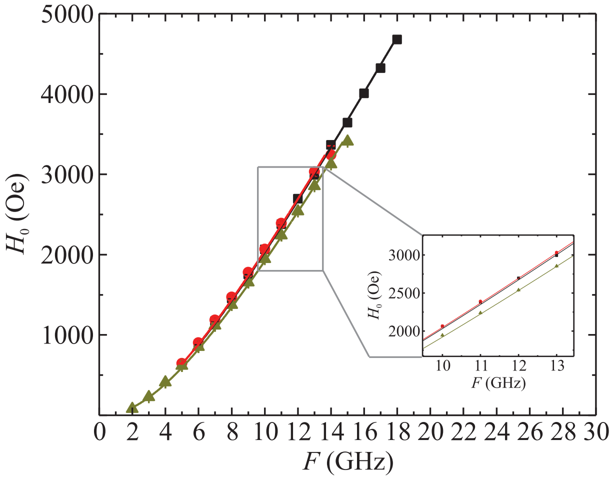

Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость резонансного поля H_0 ФМР от частоты СВЧ воздействия F для трех образцов: пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (треугольники) и двух гетероструктур $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (квадраты и круги). Сплошными линиями показаны зависимости $H_0(F)$ из формулы (6). Увеличенный диапазон изменения $H_0(F)$ показан на вставке. Адаптировано [40, 50]

для пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и двух гетероструктур $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ при направлении магнитного поля вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). Измерения угловых зависимостей для пленок $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ при комнатной температуре [33, 50] показывают что кубической анизотропией можно пренебречь. Резонансное магнитное поле H_0 и частота ФМР определяются величинами намагниченности M_0 и одноосной магнитной анизотропии H_u:

$$F = \gamma(4\pi M_0 + H_u + H_0)^{1/2}(H_0 + H_u)^{1/2}. \qquad (6)$$

Отклонение зависимости $H_0(F)$ для пленок $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ от зависимости $H_0(F)$ для гетероструктур $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (рис. 6) может быть вызвано либо изменением M_0 и H_u в гетероструктуре, либо наличием мнимой составляющей $\mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow}$ в γ. Для определения изменения γ, вызванного влиянием $5d$ оксида в гетероструктурах $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, экспериментальные значений $H_0(F)$ были приближены формулой (6) для гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Отклонение зависимости $H_0(F)$ для гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ от аналогичной зависимости для пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ показано на вставке к рис. 6. Предполагая, что отклонение обусловлено изменением $H_0(F)$ гиромагнитного отношения γ, мнимая часть спиновой проводимости границы $\mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow}$, может быть оценена по формуле [18, 46]:

$$\delta\gamma/\gamma_0 = \mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow} \frac{g\mu_B}{4\pi M_0 d_F} \qquad (7)$$

при $d_{LSMO} = 50$ нм [34] и $\delta\gamma/\gamma_0 = 0.036 \pm 0.001$, получаем $\mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow} = 46 \pm 1 \cdot 10^{19}$ м$^{-2}$, что значительно превышает значения, полученные ранее для гетероструктур платина/ферромагнетик [18, 50]. $\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$ в основном определяется параметрами нормального металла: удельным сопротивлением и длиной спиновой диффузии (см. соотношение (5)). В то же время $\mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow}$ зависит от свойств границы раздела нормальный металл/ферромагнетик, при этом важна величина СОВ, а также качество границы радела [47]. Соотношение (7) позволяет оценить $\mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow}$ при условии точного определения изменения γ [50].

В ряде работ [48, 51] показано, что $\mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow}$ сопоставима с $\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$ для многих гетероструктур. Измерения холловского МС для структур Pt/EuS [28] и W/EuO [52] показали, что в 3 и 10 раз соответственно превышает $\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$. Превышение $\mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow}$ над $\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$ на два порядка в нашем случае, вероятно, обусловлено недостаточной воспроизводимостью оксидных пленок. Наличие перпендикулярной к плоскости гетероструктуры намагниченности (например, в сверхрешетке из $SrIrO_3/La_{0.3}Sr_{0.3}MnO_3$) может существенно влиять на значения спиновой проводимости [6].

3.4. Спиновое МС гетероструктур. При протекании электрического тока в пленке $SrIrO_3$ за счет СЭХ возникает спиновый ток j_S через границу гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ [15]. Из-за ОСЭХ спиновый ток j_S преобразуется в электрический ток j_Q. В результате совместного влияния СЭХ и ОСЭХ возникает спиновое МС, зависящее от угла φ между направлением внешнего магнитного H поля и направлением задания электрического тока I [20, 22, 25]. Измерение угловых зависимостей МС является удобным инструментом для определения спинового угла Холла [20].

На рисунке 7 показана холловская геометрия гетероструктуры, изготовленная с помощью фотолитографии и травления ионами аргона малых энер-

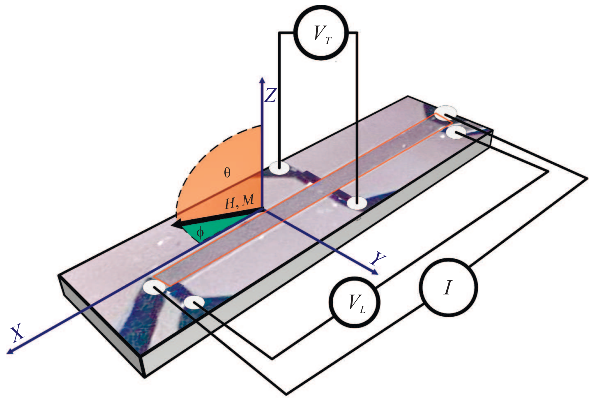

Рис. 7. (Цветной онлайн) Схема магниторезистивных измерений. Магнитное поле H задавалось в плоскости подложки под углом φ к току, направленному вдоль оси X. θ – угол между осью Z и магнитным моментом M. I – источник задания тока, V_T и V_L напряжения, используемые для измерения поперечного (холловского) и продольного (электрического) сопротивлений

гий. Использовалась 4-х точечная схема для измерения продольного (резистивного) V_L и поперечного (холловского) V_T напряжений при задании тока I вдоль направления X. Угол φ между направлением электрического тока и магнитного поля изменялся вращением подложки с гетероструктурой вокруг нормали к подложке. В зависимости от угла φ измерялись магнитно-полевые зависимости продольного $R_L = V_L/I$ и поперечного $R_T = V_T/I$ МС. Полученные зависимости МС гетероструктуры сравнивались с данными для пленок $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и гетероструктуры $Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$.

Продольное спиновое МС гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ определяется следующими выражениями [20]:

$$\left(\frac{\Delta R_L}{R_0}\right) = r_0 + r_1[1 + \cos 2\varphi],$$

$$r_0 = -\theta_{SH}^2 \frac{2\lambda_{SIO}}{d_{SIO}}, \qquad (8)$$

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

где $\mathrm{Re}\, G^{\uparrow\downarrow} = \mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow} e^2/h$, $\mathrm{Im}\, G^{\uparrow\downarrow} = \mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow} e^2/h$. При выводе выражений (8) предполагается, что сопротивление нормального металла велико, так что r_0, $r_1 \ll 1$, а λ_{SIO} много меньше толщины пленки $SrIrO_3$. Из представленных на рис. 8a данных получаем амплитуду изменения продольного МС $\Delta R_L/R_0 = 1.7 \times 10^{-4}$. В результате значение спинового угла Холла составляет значение $\theta_{SH} = 0.06$ с учетом полученных в разделе 3.2 значений спиновой проводимости при $\lambda_{SIO} = 1.4$ нм, $d_{SIO} = 10$ нм. Отметим, что шунтирование продольного МС гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ анизотропным МС (R_{AMR}) ферромагнитной пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$: $R_L = R_0 + R_{AMR}\cos 2\varphi$ сильно уменьшает отношение $\Delta R_L/R_0$ гетероструктуры.

На рисунке 8b в полярных координатах представлена угловая зависимость изменения поперечного МС гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Здесь угловая зависимость изменения поперечного МС $R_T(\varphi)$ определяется спиновым МС с той же амплитудой r_1, что для продольного R_L [20]:

$$\left(\frac{\Delta R_T}{R_0}\right) = \frac{r_1}{2}\sin 2\varphi + r_2\cos\theta + r_{AH}\cos\theta, \qquad (9)$$

$$r_2 = \theta_{SH}^2 \frac{\lambda_{SIO}}{d_{SIO}} \mathrm{Im} \frac{2\lambda_{SIO}\rho_{SIP}(\mathrm{Re}\, G^{\uparrow\downarrow} + i\,\mathrm{Im}\, G^{\uparrow\downarrow})}{1 + 2\lambda_{SIO}\rho_{SIO}(\mathrm{Re}\, G^{\uparrow\downarrow} + i\,\mathrm{Im}\, G^{\uparrow\downarrow})},$$

где θ – угол между током и намагниченностью, выходящей из плоскости подложки. Член r_2, зависящий от мнимой части комплексной спиновой проводимости, и r_{AH}, определяемый аномальным холловским МС, не зависят от угла φ и возникают из-за намагниченности, направленной перпендикулярно плоскости подложки [6]. Вклад от пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ определяется планарным эффектом Холла. В результате, при температуре $T = 300$ К амплитуда МС $\Delta R_T/R_0 = 0.11$, что дает оценку $\theta_{SH} = 0.79$. Эта величина примерно на порядок превосходит θ_{SH}, оцененную из продольного спинового МС [42]. Заметим, что $\theta_{SH} \approx 0.3$ было получено на гетероструктурах $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ другим методом [8]. О высоких значениях спинового угла Холла в структурах с пленками $SrIrO_3$ сообщалось ранее: $\theta_{SH} = 0.76$ для гетероструктур $Py/SrIrO_3$ [7] и $\theta_{SH} = 1.1$ для $SrIrO_3/Co_{1-x}Tb_x$ [52]. По порядку величин эти значения близки к θ_{SH}, наблюдаемым в структурах с топологическими изоляторами [49].

В таблице 1 приведены значения МС и спиновых углов Холла для гетероструктур $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и $Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ [53, 54]. Значение θ_{SH}, полученное из поперечного спинового МС примерно в 13 раз больше, чем из продольного, что связано с шунтирующим влиянием анизотропного МС пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Видно, что гетероструктуры с пленкой $SrIrO_3$ имеют аномально большое значение θ_{SH}, превышающее значение θ_{SH} для гетероструктуры с $5d$ переходными металлами типа платины [49].

3.5. Температурная зависимость МС. На рисунке 9 представлена температурная зависимость поперечного спинового МС гетероструктуры

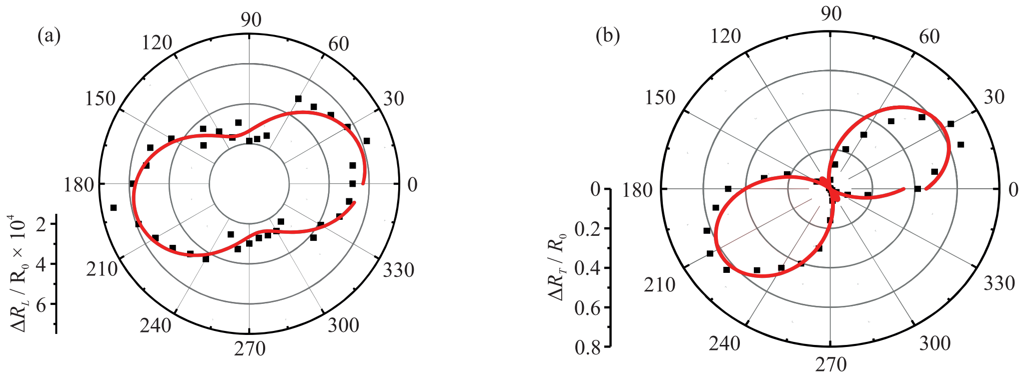

Рис. 8. (Цветной онлайн) Угловые зависимости в полярных координатах от угла φ нормированного спинового МС гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$: (a) – продольного; (b) – поперечного

Таблица 1. Величины нормированных спиновых МС $\Delta R/R_0$ и углов Холла Θ_{SH} гетероструктур $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и $Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ измеренных при продольном и поперечном измерениях напряжения, нижние индексы L и T соотвественно

Образец	$(\Delta R/R_0)_L$	$(\Delta R/R_0)_T$	$(\Theta_{SH})_L$	$(\theta_{SH})_T$
$SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$	$6 \cdot 10^{-4}$	0.11	0.06	0.79
$Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$	$3.1 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	0.016	0.018

Толщины пленок: $SrIrO_3$ $d_{SIO} = 10$ нм и $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ $d_{LSMO} = 30$ нм. Длина спиновой диффузии для пленки $SrIrO_3$ полагалась равной 1.4 нм, а для Pt – 2 нм.

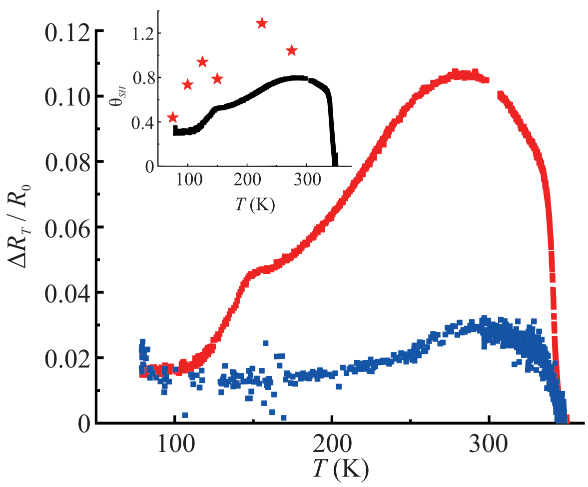

Рис. 9. (Цветной онлайн) Температурная зависимость поперечного МС для пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (квадраты) и гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (кружки). На вставке показана температурная зависимость спинового угла Холла $\theta_{SH}(T)$, рассчитанная из поперечного МС для гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, звездочками показаны значения θ_{SH} для гетероструктуры $SrIrO_3$/CoTb, взятые из работы [52]

$SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Для сравнения на этом же рисунке приведена температурная зависимость поперечного МС для пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Видно, что поперечное МС пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, определяемое планарным эффектом Холла значительно меньше, чем спиновое МС гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ во всем температурном диапазоне. Значения обоих величин близки к нулю при температуре Кюри $T_{CU} \approx 350$ K, что свидетельствует об их магнитной природе. Как для пленки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, так и для гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ с понижением температуры поперечное МС сначала растут, а затем спадают. Температурная зависимость МС гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, из которой можно извлечь зависимость $\theta_{SH}(T)$, содержит несколько зависящих от температуры компонент $\lambda_{SIO}(T)$, $g^{\uparrow\downarrow}(T)$ и $r_{AH}(T)$. В обсуждаемом температурном интервале изменения поперечного МС в гетероструктуре будет определяться вкладами от $R_T(T)$ (см. рис. 4), а также $\theta_{SH}(T)$ и $g^{\uparrow\downarrow}(T)$ [53, 55].

На вставке к рис. 9 показана зависимость $\theta_{SH}(T)$, рассчитанная по формулам (8) и (9) для $\mathrm{Re} g^{\uparrow\downarrow} \approx$ $\approx \mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow}$, $d_N = 10$ нм, $\lambda_N = 1.5$ нм, $r_2 = 0$. Для сравнения на этом же рисунке приведены значения $\theta_{SH}(T)$ из работы [52] для гетероструктуры $SrIrO_3$/CoTb. В обеих структурах с пленкой $SrIrO_3$ спиновый угол Холла спадает с понижением температуры ниже $T = 300$ K. Отметим, что согласно данным работы [41] $\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$ увеличивается с понижением температуры.

Отметим, что при более низких температурах (ниже 50 K) возможно возникновение ферромагнитного упорядочения, как на границе гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ [56], так и в пленке $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ [57].

4. Заключение. Экспериментально с помощью ОСЭХ зарегистрирован спиновый ток, протекающий через границу раздела $5d/3d$ оксидной гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ при воздействии СВЧ облучения в условиях ФМР. Экспериментально обнаружена немонотонная температурная зависимость амплитуды спинового тока. Рост отклика вблизи температуры Кюри вызван ростом намагниченности с понижением температуры. Полученные из частотных зависимостей ширины линии и резонансного поля ФМР величины действительной ($\mathrm{Re}\, g^{\uparrow\downarrow}$) и мнимой ($\mathrm{Im}\, g^{\uparrow\downarrow}$) частей спиновой проводимости границы гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ согласуются по порядку величины с экспериментальными данными для гетероструктур, в которых используются $3d$ – переходные металлы. Совместное влияние СЭХ и ОСЭХ в гетероструктуре приводит к возникновению спинового МС, зависящего от угла между направлением внешнего магнитного поля и направлением задания тока. По угловым магнитно-полевым зависимостям поперечного спинового МС гетероструктуры $SrIrO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ оценено значение спинового угла Холла θ_{SH}, которое значительно больше (почти на порядок), чем для гетероструктуры $Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$.

Авторы благодарны В. В. Демидову, П. А. Леге, Ю. В. Кислинскому, А. А. Климову, А. П. Орлову, А. М. Петржику, А. В. Шадрину, Т. А. Шайхулову за помощь в проведении эксперимента и полезные обсуждения.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет гранта Российского научного фонда # 23-79-00010, https://rscf.ru/project/23-79-00010.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. E. Dagotto, in *Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance*, Springer Series in Solid-State Sciences, Springer, Berlin/Heidelberg, Germany (2003).
2. S. J. Moon, H. Jin, K. W. Kim, W. S. Choi, Y. S. Lee, J. Yu, G. Cao, A. Sumi, H. Funakubo, C. Bernhard, and T. W. Noh, Phys. Rev. Lett. **101**, 226402 (2008).
3. N. A. Spaldin and R. Ramesh, Nat. Mater. **18**, 203 (2019).
4. G. Cao and P. Schlottmann, Rep. Prog. Phys. **81**, 042502 (2018).
5. L. Qi and S.-C. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
6. D. Yi, J. Liu, S. L. Hsu, L. Zhang, Y. Choi, J.-W. Kim, Z. Chen, J. D. Clarkson, C. R. Serrao, E. Arenholz, P. J. Ryan, H. Xu, R. J. Birgeneau, and R. Ramesh, Proceedings of the National Academy of Sciences **113**, 6397 (2016).
7. T. Nan, T. J. Anderson, J. Gibbons et al. (Collaboration), Proc. Nat. Acad. Sci. USA **116**, 16186 (2019).
8. A. S. Everhardt, M. Dc, X. Huang, S. Sayed, T. A. Gosavi, Y. Tang, C.-C. Lin, S. Manipatruni, I. A. Young, S. Datta, J.-P. Wang, and R. Ramesh, Phys. Rev. Materials **3**, 051201 (2019).
9. J. Nichols, J. Terzio, E. G. Bittle O. B. Korneta, L. E. De Long, J. W. Brill, G. Cao, and S. S. A. Seo, Appl. Phys. Lett. **102**, 141908 (2013).
10. A. Biswas, K. S. Kim, and Y. H. Jeong, Current Applied Physics **17**, 605 (2017).
11. J. H. Gruenewald, J. Nichols, J. Terzic, G. Cao, J. W. Brill, and S. S. A. Seo, J. Mater. Res. **29**, 2491 (2014).
12. D. J. Groenendijk, C. Autieri, J. Girovsky, M. Carmen Martinez-Velarte, N. Manca, G. Mattoni, A. M. R. V. L. Monteiro, N. Gauquelin, J. Verbeeck, A. F. Otte, M. Gabay, S. Picozzi, and A. D. Caviglia, Phys. Rev. Lett. **119**, 256403 (2017).
13. P. Schütz, D. Di Sante, L. Dudy, J. Gabel, M. Stübinger, M. Kamp, Y. Huang, M. Capone, M.-A. Husanu, V. Strocov, G. Sangiovanni, M. Sing, and R. Claessen, Phys. Rev. Lett. **119**, 256404 (2017).
14. M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura, Rev. Mod. Phys. **70**, 1039 (1998).
15. M. I. Dyakonov and V. I. Perel, JETP Lett. **13**, 467 (1971).
16. E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and S. Tatara, Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
17. O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann, Phys. Rev. B **82**, 214403 (2010).
18. Ya. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
19. J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, Rev. Mod. Phys. **87**, 1213 (2015).
20. Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, M. Althammer, S. T. B. Goennenwein, E. Saitohand, and G. E. W. Bauer, J. Phys. D: Condens. Matter **28**, 103004 (2016).
21. J. Kim, P. Sheng, S. Takahashi, S. Mitani, and M. Hayashi, Phys. Rev. Lett. **116**, 097201 (2016).
22. M. Althammer, S. Meyer, H. Nakayama et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **87**, 224401 (2013).
23. T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **98**, 156601 (2007).
24. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando,

K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, Nature **464**, 262 (2010).

25. A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. F. Lacerda Santos, and S. M. Rezende, Phys. Rev. B **83**, 144402 (2011).
26. H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V. E. Demidov, D. Fang, A. J. Ferguson, and S. O. Demokritov, Nat. Mater. **10**, 660 (2011).
27. A. V. Chumak, A. A. Serga, M. B. Jungfleisch, R. Neb, D. A. Bozhko, V. S. Tiberkevich, and B. Hillebrands, Appl. Phys. Lett. **100**, 082405 (2012).
28. T. Nan, S. Emori, C. T. Boone, X. Wang, T. M. Oxholm, J. G. Jones, B. M. Howe, G. J. Brown, and N. X. Sun, Phys. Rev. B **91**, 214416 (2015).
29. K. Kondou, H. Sukegawa, S. Mitani, K. Tsukagoshi, S. Karimeddiny S. Susarla, L. Caretta, H. Zhang, and V. A. Stoica, Appl. Phys. Express **5**, 073002 (2012).
30. X. Huang, S. Sayed, J. Mittelstaedt et al. (Collaboration), Adv. Mater. **33**, 2008269 (2021).
31. S. Crossley, A. G. Swartz, K. Nishio, Y. Hikita, and H. Y. Hwang, Phys. Rev. B **100**, 115163 (2019).
32. L. Liu, G. Zhou, X. Shu et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **105**, 144419 (2022).
33. G. A. Ovsyannikov, T. A. Shaikhulov, K. L. Stankevich, Y. Khaydukov, and N. V. Andreev, Phys. Rev. B **102**, 144401 (2020).
34. T. A. Shaikhulov, V. V. Demidov, K. L. Stankevich, and G. A. Ovsyannikov, J. Phys. Conf. Ser. **1389**, 012079 (2019).
35. G. A. Ovsyannikov, K. Y. Constantinian, K. L. Stankevich, T. A. Shaikhulov, and A. A. Klimov, J. Phys. D: Appl. Phys. **54**, 365002 (2021).
36. Т. А. Шайхулов, Г. А. Овсянников, В. В. Демидов, Н. В. Андреев, ЖЭТФ **155**, 135 (2019).
37. Г. А. Овсянников, К. И. Константинян, Г. Д. Ульев, А. В. Шадрин, П. В. Лега, А. П. Орлов, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **2**, 81 (2024).
38. M. Zwierzycki, Y. Tserkovnyak, P. J. Kelly, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **71**, 064420 (2005).
39. F. Yang and P. C. Hammel, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 2530013 (2018).
40. Г. Д. Ульев, Г. А. Овсянников, К. И. Константинян, И. Е. Москаль, П. В. Лега, РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии **15**, 399 (2023).
41. V. A. Atsarkin, I. V. Borisenko, V. V. Demidov, and T. A. Shaikhulov, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 245002 (2018).
42. 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, and P. V. Lega, Phys. Rev. B **107**, 144419 (2023).
43. В. А. Ацаркин, В. В. Демидов, Т. А. Шайхулов, ЖЭТФ **157**, 272 (2020).
44. R. Marmion, M. Ali, M. McLaren, D. A. Williams, and B. J. Hickey, Phys. Rev. B **89**, 220404(R) (2014).
45. K. Ando, T. Yoshino, and E. Saitoh, Appl. Phys. Lett. **94**, 152509 (2009).
46. Г. А. Овсянников, К. И. Константинян, Е. А. Калачев, А. А. Климов, Письма в ЖТФ **48**, 44 (2022).
47. Т. А. Шайхулов, Г. А. Овсянников, Физика твердого тела **60**, 2190 (2018).
48. J. Dubowik, P. Graczyk, A. Krysztofik, H. Głowinski, E. Coy, K. Załeski, and I. Goscianska, Phys. Rev. Appl. **13**, 054011 (2020)
49. F. D. Czeschka, L. Dreher, M. S. Brandt, M. Althammer, M. Weiler, I.-M. Imort, G. Reiss, A. Thomas, W. Schoch, W. Limmer, H. Huebl, R. Gross, and S. T. B. Goennenwein, Phys. Rev. Lett. **107**, 046601 (2011).
50. Ya. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, and B. Halperin, Rev. Mod. Phys. **77**, 1375 (2005)
51. P. Rosenberger, M. Opel, S. Geprägs, H. Hueb, R. Gross, M. Müller, and M. Althammer, Appl. Phys. Lett. **118**, 192401 (2021).
52. H. Wang, K. Y. Meng, P. Zhang, J. H. Kwon, and H. Yang, Appl. Phys. Lett. **114**, 232406 (2019).
53. Г. Д. Ульев, К. И. Константинян, Г. А. Овсянников, И. Е. Москаль, А. В. Шадрин, Физика твердого тела **66**, 1093 (2024).
54. Г. Д. Ульев, К. И. Константинян, И. Е. Москаль, Г. А. Овсянников, А. В. Шадрин, Радиотехника и электроника **68**, 984 (2023).
55. К. И. Константинян, Г. Д. Ульев, Г. А. Овсянников, В. А. Шмаков, А. В. Шадрин, Ю. В. Кислинский, Физика твердого тела **65**, 1176 (2023).
56. V. V. Demidov, T. A. Shaikhulov, and G. A. Ovsyannikov, J. Magn. Magn. Mater. **497**, 165979 (2020).
57. R. Chaurasia, K. Asokan, K. Kumar, and A. K. Pramanik, Phys. Rev. B **103**, 064418 (2021).