

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.415

Генерация и детектирование спинового тока в гетероструктурах иридат/манганит

^{1,2}Ульев Г.Д., ¹Овсянников Г.А., ¹Константиян К.И., ^{1,3}Шадрин А.В., ¹Москаль И.Е., ^{1,4}Лега П.В.

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, <http://www.cplire.ru/>
Москва 125009, Российская Федерация

²Национальный исследовательский университет (Высшая школа экономики), <https://physics.hse.ru/>
Москва 101000, Российская Федерация

³Московский физико-технический институт, <https://mipt.ru/>
г. Долгопрудный 141701, Московская область, Российская Федерация

⁴Российский университет дружбы народов, <http://www.rudn.ru/>
Москва 117198, Российская Федерация

E-mail: gdulev@edu.hse.ru, gena@hitech.cplire.ru, karen@hitech.cplire.ru, shadrinant@mail.ru, moskal@hitech.cplire.ru, lega_peter@list.ru

Поступила 03.09.2023, рецензирована 10.09.2023, принята 17.09.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН Ю.К. Фетисовым

Аннотация: Представлены результаты экспериментальных исследований спинового тока, возникающего на границе гетероструктуры иридат/манганит ($\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$) состоящей из оксидных эпитаксиальных плёнок нанометровой толщины. Чисто спиновый ток возникает при воздействии СВЧ облучения на частоте ферромагнитного резонанса гигагерцового диапазона. Детектирование спинового тока осуществлялось за счёт обратного спинового эффекта Холла, измеряя спектральные характеристики зарядового тока, возникающего на плёнке SrIrO_3 с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Из измерений угловых зависимостей спинового магнитосопротивления границы иридат/манганит определён спиновый угол Холла, определяющий эффективность конвертации спинового тока в зарядовый.

Ключевые слова: спиновая проводимость границы, спиновое магнитосопротивление, спин-орбитальное взаимодействие, тонкоплёночная гетероструктура, иридат стронция, манганит
PACS: 75.47.Lx, 75.25.-j, 73.63.-b

Благодарности: Авторы благодарны Ю.В. Кислинскому, А.А. Климову, А.М. Петржику, Т.А. Шайхулову за помощь в проведении эксперимента и полезные обсуждения. Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 23-49-10006).

Для цитирования: Ульев Г.Д., Овсянников Г.А., Константиян К.И., Шадрин А.В., Москаль И.Е., Лега П.В. Генерация и детектирование спинового тока в гетероструктурах иридат/манганит. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2023, 15(4):415-424. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.415.

Generation and detection of spin current in iridate/manganite heterostructure

Georgy D. Ulev, Gennady A. Ovsyannikov, Karen Y. Constantinian, Anton V. Shadrin, Ivan E. Moscal, Peter V. Lega

Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, <http://www.cplire.ru/>
Moscow 125009, Russian Federation

E-mail: gdulev@edu.hse.ru, gena@hitech.cplire.ru, karen@hitech.cplire.ru, anton_sb@hitech.cplire.ru, moskal@mail.ru, lega_peter@list.ru

Received September 03, 2023, peer-reviewed September 10, 2023, accepted September 17, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: The results of experimental studies on spin current at the interface of iridate/manganite heterostructure $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ consisted of oxide epitaxial films with nanometer thickness are presented. A pure spin current was induced by microwave irradiation in GHz frequency band under conditions of ferromagnetic resonance. The spin current was detected due to inverse spin-Hall effect measuring the spectral characteristics of charge current arising on electrically conductive SrIrO_3 film with strong spin-orbit interaction. The spin-Hall angle, which characterizes the efficiency of spin current conversion to the charge current, was determined by measurements of the angular dependences of spin magnetoresistance of the iridate/manganite interface.

Keywords: spin mixing conductance, spin magnetoresistance, spin-orbit interaction, thin film heterostructure, strontium iridate, manganite

PACS: 75.47.Lx, 75.25.-j, 73.63.-b

Acknowledgments: The research was supported by a grant from the Russian Science Foundation (project No. 23-49-10006).

For citation: Georgy D. Ulev, Gennady A. Ovsyannikov, Karen Y. Constantinian, Ivan E. Moscal, Anton V. Shadrin, Peter V. Lega. Generation and detection of spin current in iridate/manganite heterostructure. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):415-424e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.415.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (416)
 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ (417)
 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ (417)
 - 3.1. ГЕНЕРАЦИЯ СПИНОВОГО ТОКА (418)
 - 3.2. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СПИНОВОГО ТОКА С ПОМОЩЬЮ ОБРАТНОГО СПИНОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА (420)
 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (422)
- ЛИТЕРАТУРА (422)

1. ВВЕДЕНИЕ

Элементы спинтроники позволяют решить проблему теплоотвода в микроэлектронике, поскольку перенос спинов (спиновый ток) не связан с тепловыделением. Детектирование и генерация чисто спинового (без переноса заряда) тока требуют совершенно иного подхода к задаче использования спинового тока в современных электронных системах. Одним из возможным методов генерации чисто спинового тока через границу ферромагнетик/нормальный (не магнитный) металл является прецессия намагниченности ферромагнетика (F), вызванная воздействием СВЧ магнитного поля в условиях ферромагнитного резонанса (FMR). Величина спинового тока определяется амплитудой прецессии намагниченности в ферромагнетике и спиновым сопротивлением границы (spin-mixing conductance), имеющим

в общем случае реальную и мнимую части. Спиновый ток регистрируется измерением зарядового тока, вызванного обратным спиновым эффектом Холла (ISHE) в металле с сильным спин-орбитальным взаимодействием (N) [1-5]. Присутствие в F/N гетероструктуре как прямого спинового эффекта Холла (SHE), так и обратного (ISHE) вызывает возникновение спин-холловского магнитосопротивления (SMR) [6]. Измерение угловых зависимостей SMR является удобным инструментом для определения спинового угла Холла θ_{SH} характеризующего эффективность конвертации спинового тока в зарядовый [6-8].

Экспериментальное исследование возбуждения FMR накачкой спинового тока и его регистрация за счёт ISHE в F/N гетероструктурах, где платина (Pt) использовалась как N металл, а пермаллой Ru (NiFe) как F металл проводилось в работах [2,3]. Также исследовались гетероструктуры, в которых N металл напылялся поверх диэлектрического ферромагнетика – железитриевого граната (YIG) [9,10]. Отметим, что в большинстве случаев использовался N – металл, обладающий сильным спин-орбитальным взаимодействием (SOI), обычно платина [10,11].

В настоящей работе использовался $5d$ оксид переходных металлов SrIrO_3 [12,13], в котором наряду с сильным SOI также проявляется сильное электрон-электрон взаимодействие. Комбинация этих эффектов приводит к появлению нетривиальных квантовых фаз [14] и возможности управления магнитной анизотропией [5]. Была изучена связь заряд-спин SrIrO_3 в структурах с металлическим ферромагнетиком, напылённым поверх SrIrO_3 : SrIrO_3/Py [15,16] и $\text{SrIrO}_3/\text{Co}_{1-x}\text{Tb}_x$ [17]. В этих работах было показано, что аномально большой спиновый угол Холла вызван наличием SOI в SrIrO_3 , которое вызывает также искривление фазы Берри [15,16].

Использование оксидных материалов позволяет реализовать атомно гладкую границу в случае роста тонкой эпитаксиальной плёнки иридата стронция SrIrO_3 на эпитаксиальной плёнке $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенной на $(\text{LaAlO}_3)_{0.3}(\text{Sr}_2\text{AlTaO}_6)_{0.7}$ (LSAT), NdGaO_3 или SrTiO_3 подложках. Технологически это осуществимо как с помощью лазерной абляции [18-20], так и магнетронным распылением при высокой температуре [12]. Было продемонстрировано, что увеличение затухания Гильберта в $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ гетероструктуре вызвано протеканием спинового тока через границу [12,18,19]. Экспериментальные исследования спинового тока показали, что в отклик на СВЧ воздействие наряду со спиновым током дает вклад анизотропное магнитосопротивление плёнки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ [8,12,13,18].

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Тонкие эпитаксиальные плёнки иридата стронция SrIrO_3 (далее SIO3) и манганита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) с толщинами 10-50 nm выращивались на монокристаллических подложках $(110)\text{NdGaO}_3$ (NGO) 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 mbar [12].

Кристаллическая структура полученных гетероструктур была исследована с помощью методов рентгеноструктурного анализа и просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ). На **Рис. 1** представлено

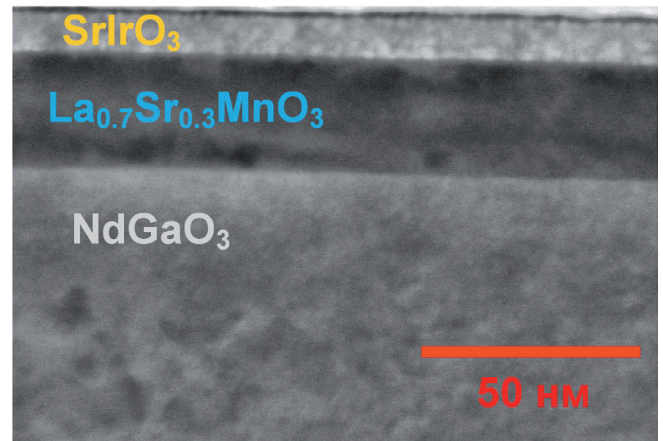


Рис. 1. Поперечное сечение $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ гетероструктуры на подложке NdGaO_3 , полученное на просвечивающем электронном микроскопе. Дополнительная плёнка платины Pt, нанесённая для проведения ионного травления, удалена.

ТЕМ изображение поперечного среза гетероструктуры, демонстрирующее границу плёнок $\text{SIO3}/\text{LSMO}$ и границу плёнки LSMO с подложкой NGO. Мы будем описывать кристаллическую решетку SIO3 и LSMO как искаженный псевдо куб с параметрами решётки $a_{\text{SIO3}} = 0.396$ nm и $a_{\text{LSMO}} = 0.389$ nm, соответственно. Рост гетероструктуры осуществляется по механизму "куб на куб" со следующими соотношениями: $(001)\text{SrIrO}_3 \parallel (001)\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3 \parallel (110)\text{NdGaO}_3$ и $[100]\text{SrIrO}_3 \parallel [100]\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3 \parallel [001]\text{NdGaO}_3$ [12].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В $\text{SIO3}/\text{LSMO}$ гетероструктуре парамагнитная плёнка SIO3 выполняла роль нормального металла с сильным SOI, а ферромагнетик LSMO является магнитным полуметаллом с почти 100% магнитной поляризацией при низких температурах.

В эксперименте с СВЧ накачкой основными определяющими параметрами являются спиновая длина диффузии λ , характеризующая затухание спинового тока в N металле, спиновый угол Холла θ_{SH} – отношение спинового и зарядового токов на границе N/F гетероструктуры и спиновая проводимость границы (spin mixing conductance) $g^{\uparrow\downarrow}$, которая определяется матрицей рассеяния электронов на N/F границе и характеризуется прозрачностью границы для переноса углового магнитного момента [4,5].

3.1. ГЕНЕРАЦИЯ СПИНОВОГО ТОКА

В режиме FMR накачки через SIO3/LSMO границу протекает спиновый ток j_s , который определяется спиновой проводимостью границы $g^{\uparrow\downarrow}$, состоящей из реальной ($\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$) и мнимой частей ($\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$), а также амплитудой прецессии магнитного момента m , вызванного магнитной компонентой СВЧ поля [4,13]:

$$j_s = \frac{h}{4\pi} \left(\text{Re}g^{\uparrow\downarrow} m \frac{dm}{dt} + \text{Im}g^{\uparrow\downarrow} \frac{dm}{dt} \right). \quad (1)$$

Спиновый ток регистрировался путём измерения напряжения на образце, имеющем форму полоски из гетероструктуры SIO3/LSMO, выращенной на NGO подложке, с металлическими Pt контактами. Исследуемый образец для задания СВЧ магнитного поля размещался на микрополосковой линии, позволяющей проводить измерения в диапазоне частот $f = 2\text{--}20$ GHz [10]. Постоянное магнитное H -поле задавалось в плоскости подложки и было направлено перпендикулярно возникающему зарядовому току (вдоль оси Y), а СВЧ магнитное поле возбуждалось закороченной микрополосковой линией с магнитной компонентой СВЧ поля, направленной вдоль оси X . Прецессия намагниченности плёнки LSMO вокруг полоски SIO3/LSMO индуцирует спиновый ток перпендикулярно границе SIO3/LSMO (ось Z) и за счёт ISHE регистрируется измерением напряжения (см. вставку на Рис. 2).

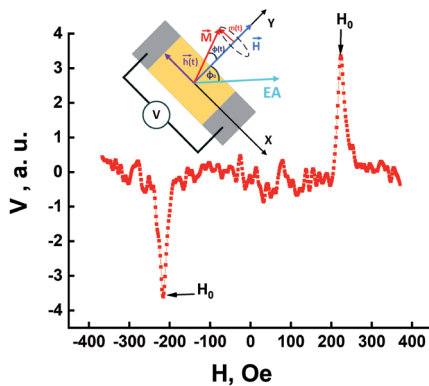


Рис. 2. Магнитно-полевая зависимость отклика $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ гетероструктуры на воздействие СВЧ поля частотой $f = 2.3$ GHz при $T = 300$ K при мощности падающего излучения 30 mW. На вставке справа показана топология гетероструктуры с указанием направлений СВЧ $h(t)$ и постоянного H магнитных полей, а также направление протекания зарядового тока (регистрация напряжения V вдоль оси X), вызванного спиновым током.

Зарядовый ток j_Q связан со спиновым током j_s через безразмерный параметр – спиновый угол Холла θ_{SH} [2,6]:

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

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

На Рис. 2 представлена магнитно-полевая зависимость напряжения, возникающего на SIO3/LSMO гетероструктуре при воздействии СВЧ поля частотой $f = 2.3$ GHz и мощностью 30 mW при $T = 300$ K. Видно, что при изменении направления постоянного магнитного поля знак отклика $V(H)$ меняется на противоположный. Это вызвано изменением направления зарядового тока из-за изменения направления \vec{n} с изменением направления магнитного поля. В эксперименте наблюдается асимметрия амплитуд откликов для противоположных направлений магнитного поля, вызванная детектированием СВЧ поля контактами с Pt, а также вкладом от анизотропного магнитосопротивления (АМР), которое при определённых условиях не зависит от направления изменения постоянного магнитного поля [8,21].

На Рис. 3 показан отклик напряжения, вызванного спиновым током при частоте воздействия $f = 2.3$ GHz, $T = 300$ K, полученный из полуразности откликов при противоположных

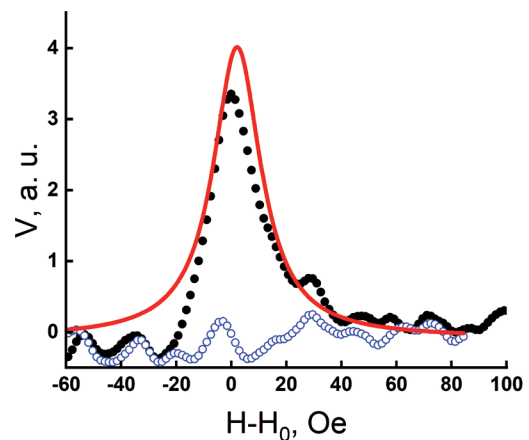


Рис. 3. Отклик напряжения, вызванного спиновым током при частоте воздействия $f = 2.3$ GHz, $T = 300$ K, полученного из полуразности пиков при противоположных направлениях постоянного магнитного поля. Заполненные круги – экспериментальные точки, сплошная линия аппроксимация линией Лоренца. Пустые круги – отклик напряжения, вызванного контактными явлениями и анизотропным магнитосопротивлением (полуразность пиков при противоположных направлениях магнитного поля).

направлениях H . Форма отклика хорошо описывается функцией Лоренца. Амплитуда вклада, вызванного контактными явлениями и анизотропным магнитосопротивлением была на порядок меньше.

Протекание спинового тока через границу вызывает дополнительное затухание спиновой прецессии. В эксперименте это проявляется в уширении линии спектра ФМР ΔH , которое обычно определяется гильбертовским коэффициентом спинового затухания α [4,11,22]. Параметры α и ΔH связаны соотношением [23]: $\Delta H(F) = 4\pi\alpha f/\gamma + \Delta H_0$, где γ – гиромагнитное отношение, ΔH_0 – уширение, вызванное магнитной неоднородностью гетероструктуры. Отметим, что здесь мы пренебрегаем вкладами других источников затухания (см., например, [24]). Частотно-независимое уширение $\Delta H_0 = 6 \pm 1$ Ое мало определяется магнитной неоднородностью LSMO плёнки в гетероструктуре. Для LSMO плёнки получаем $\alpha_{\text{LSMO}} = (2.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$ и затухание увеличивается в гетероструктуре SIO3/LSMO $\alpha_{\text{SIO3/LSMO}} = (6.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$. Увеличение гильбертовского затухания после напыления SIO3 позволяет оценить реальную часть спиновой проводимости $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ [4,21,25]. При намагниченности LSMO пленки $M = 370$ Ое и толщине LSMO плёнки $d_{\text{LSMO}} = 30$ nm получаем $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow} = (3.5 \pm 0.5) \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$. Отметим, что полученное значение по порядку величины совпадает с $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow} = 1.3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$, определённое в работе [19]. При изменении толщины плёнки SrIrO₃ в SIO3/LSMO гетероструктуре от 1.5 nm до 12 nm величина $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ изменяется от $0.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ до $3.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ [18].

Согласно теории, основанной на спиновом взаимодействии между локализованным и проводящими электронами $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ определяется удельным сопротивлением ρ_{SIO} и длиной спиновой диффузии λ_{SIO} нормального металла с SOI, в нашем случае плёнки SIO3 [25]:

$$\text{Re}g^{\uparrow\downarrow} \approx (h/e^2)/(\rho_{\text{SIO}}\lambda_{\text{SIO}}). \quad (3)$$

При $h/e^2 \approx 25.8 \text{ k}\Omega$ из соотношения (3) для $\lambda_{\text{SIO}} = 1 \text{ nm}$ [19] и $\rho_{\text{SIO}} = 3 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm}$ [12] получаем $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow} \approx 8.6 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$. Полученное значение по порядку величины согласуется с экспериментальными данными для 3d переходных металлов, и для металлических ферромагнетиков

Co, Ni, Fe $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ находится в диапазоне $6 \cdot 10^{18}$ – $8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$ [25,26], хотя (3) представляет собой лишь качественную оценку $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ и не учитывает влияние спин-орбитального взаимодействия.

Предполагая, что отклонение зависимости $H_0(f)$ для SIO/LSMO гетероструктуры от $H_0(f)$ LSMO плёнки можно описать изменением гиромагнитного отношения γ и, соответственно, присутствием мнимой части спиновой проводимости границы $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$, получаем для $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$ значение, существенно превышающее полученные ранее для гетероструктур платина/ферромагнетик [4,22].

Близкое к реальному, по нашему мнению, значение $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow} \approx 10^{19} \text{ m}^{-2}$ получаем при учёте ошибки измерения $H_0(f)$. Как показано в ряде работ [12,22], действительно, наблюдается $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$ сравнимое с величиной $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$. Более того, измерение холловского магнитосопротивления для структур Pt/EuS [27] и W/EuO [28] показали превышение значения $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$ над $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ в 3 и 10 раз, соответственно. Отметим, что появление намагниченности в направлении перпендикулярной плоскости гетероструктуры, как, например, в случае сверхрешётки из SIO3/LSMO, может играть заметную роль [17].

На **Рис. 4** показана температурная зависимость амплитуды спинового тока и ширины отклика гетероструктуры. Величина спинового тока, получена делением напряжения отклика на

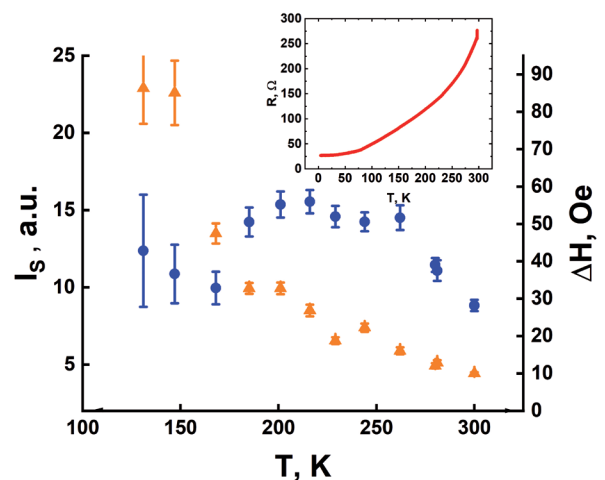


Рис. 4. Температурные зависимости амплитуды спинового тока (заполненные круги) и ширины отклика (заполненные треугольники). Величина спинового тока получена делением напряжения отклика на сопротивление гетероструктуры. Вставка: температурная зависимость сопротивления гетероструктуры при $H = 0$.

сопротивление гетероструктуры, температурная зависимость которого показано на вставке к Рис. 4. Видно, что наблюдаемое в гетероструктуре Pt/LSMO увеличение спинового тока с понижением температуры [8] не наблюдается в нашем случае, что возможно вызвано наличием проводящего слоя на границе SiO₃/LSMO [13].

3.2. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СПИНОВОГО ТОКА С ПОМОЩЬЮ ОБРАТНОГО СПИНОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Для детектирования спинового тока используется обратный спиновый эффект Холла (ISHE) [1,5]. При этом отношение спинового и зарядового токов определяется безразмерным параметром – спиновым углом Холла θ_{SH} (2) [2,6].

Для определения значения θ_{SH} формировалась холловская геометрия SiO₃/LSMO гетероструктуры, показанная на Рис. 5. Постоянное магнитное поле H задавалось в плоскости границы SiO₃/LSMO гетероструктуры. Измерялось напряжение V_L , пропорциональное продольному магнитосопротивлению, и V_T – напряжение, пропорциональное поперечному (планарному) холловскому магнитосопротивлению. Вдоль направления X (см. Рис. 5) задавался ток $I = 0.5$ mA на частоте $F = 1.1$ kHz. Для измерения напряжения использовался синхронный высокочувствительный усилитель. Подложка с образцом вращалась вокруг нормали для изменения угла φ между магнитным полем H

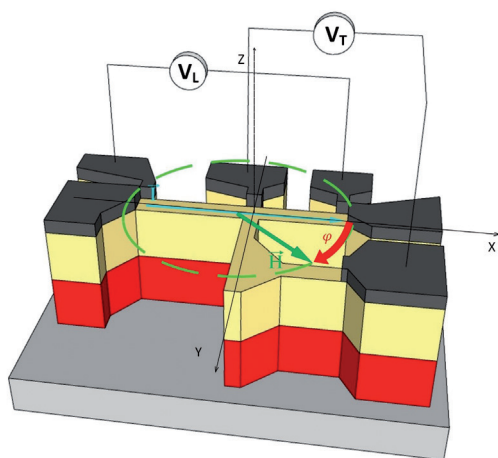


Рис. 5. Схематическое трёхмерное изображение гетероструктуры SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ на подложке (110) NdGaO₃ с контактными площадками из Pt. Ток задается вдоль оси X, угол φ между магнитным полем H и током I изменялся путем поворота образца в плоскости X-Y.

и током I , лежащим в плоскости подложки. Продольное магнитосопротивление определялось из соотношения $R_L = V_L/I$, поперечное магнитосопротивление по выражению $R_T = V_T/I$.

Регистрировались магнитно-полевые зависимости изменения нормированного магнитосопротивления SiO₃/LSMO гетероструктуры $r_{L(T)} = \Delta R_{L(T)}/R_0$, где $\Delta R_{L(T)} = R_{L(T)} - R_0$ (R_0 – магнитосопротивление при $H = 0$) от угла φ между магнитным полем H и током I . Полученные значения сравнивались с данными измерения магнитосопротивления для LSMO плёнок, а также для структур с плёнкой платины, осажденной поверх эпитаксиальной плёнки LSMO на подложке (Pt/LSMO). Измеряемая величина продольного магнитосопротивления $r_L(\varphi)$ помимо спинового продольного магнитосопротивления r_{LS} содержит также вклад от анизотропного магнитосопротивления (AMR) ферромагнитной LSMO плёнки $r_A = R_A/R_0$. В поперечном случае $r_T(\varphi)$ содержит вклад магнитосопротивления от планарного эффекта Холла.

На Рис. 6а в полярных координатах представлена угловая зависимость продольного магнитосопротивления $r_L(\varphi)$ SiO₃/LSMO гетероструктуры. Наблюдаемая в эксперименте зависимость $r_L(\varphi)$ представляет собой параллельное соединение r_{LS} и r_A . При этом угловая зависимость AMR описывается функцией $r_A \cos 2\varphi$, имеющей схожую угловую зависимость, что спиновое магнитосопротивление SiO₃/LSMO гетероструктуры [6]:

$$r_{LS} = r_1 \cos^2 \varphi, \quad (4)$$

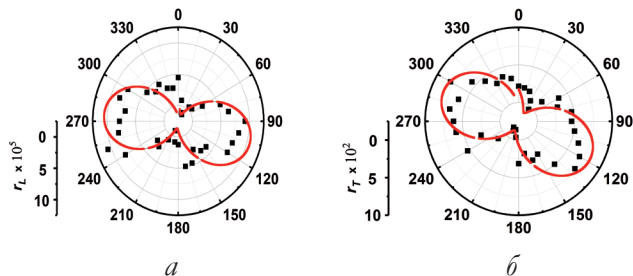


Рис. 6. Угловые зависимости нормированных значений магнитосопротивления гетероструктуры $r_L(T)$ (квадраты) и аппроксимация синусоидальной зависимостью (сплошная линия) в полярных координатах, снятые для поля $H = 100$ Oe при $T = 300$ K. (а) поперечное магнитосопротивление, (б) продольное. Слева показан масштаб изменения величины магнитосопротивления.

где

$$r_1 = \theta_{SH}^2 \frac{\lambda_{SIO}}{d_{SIO}} \operatorname{Re} \frac{2\lambda_{SIO}\rho_{SIO}(\operatorname{Re}G^{\uparrow\downarrow} + i\operatorname{Im}G^{\uparrow\downarrow})}{1 + 2\lambda_{SIO}\rho_{SIO}(\operatorname{Re}G^{\uparrow\downarrow} + i\operatorname{Im}G^{\uparrow\downarrow})}. \quad (5)$$

$\operatorname{Re}G^{\uparrow\downarrow} = \operatorname{Re}g^{\uparrow\downarrow}e^2/h$, $\operatorname{Im}G^{\uparrow\downarrow} = \operatorname{Im}g^{\uparrow\downarrow}e^2/h$, предполагается, что длина спиновой диффузии λ_{SIO} много меньше толщины SIO3 плёнки d_{SIO} . При продольном протекании тока I (вдоль направления X) получаем синусоидальную зависимость $r_L(\varphi)$ (Рис. 6а). Сдвиг фазы зависимости $r_L(\varphi)$ вызван отличием координаты грани подложки, от которой идет отсчёт начала изменения угла φ и направления лёгкой оси намагниченности LSMO плёнки, задаваемой кристаллографическим направлением подложки [001]NdGaO₃ [12]. Используя полученные при комнатной температуре значения удельного сопротивления SIO3 плёнки $\rho_{SIO} = 3 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ см}$ [12] и $\lambda_{SIO} = 1 \text{ nm}$ [19], а также полученные в части 3.1 данной работы $\operatorname{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ и $\operatorname{Im}g^{\uparrow\downarrow}$, для толщин плёнок $d_{SIO} = 10 \text{ nm}$ и $d_{LSMO} = 30 \text{ nm}$ из амплитудных значений магнитосопротивления $r_L(\varphi)$ по формулам (4) и (5) определяем величину $\theta_{SH} = 0.03 \pm 0.01$. Полученное значение θ_{SH} на порядок меньше, чем для поперечного случая (Рис. 6б), но по порядку величины примерно в 4 раза превосходит спиновый угол Холла для структур с Pt [3,6,8].

На Рис. 6б в полярных координатах представлена угловая зависимость поперечного магнитосопротивления $r_T(\varphi)$ SIO3/LSMO гетероструктуры, которая в общем случае представляет собой сумму вкладов от спинового холловского магнитосопротивления r_H и вклада от внеплоскостного магнитосопротивления r_2 [6].

$$r_{TS} = \frac{r_1}{2} \sin 2\varphi + r_2 \cos \theta, \quad (6)$$

где θ – угол между током и намагниченностью, лежащей в плоскости, перпендикулярной подложке (не показан на Рис. 5). Полученные значения r_T оказываются почти на порядок больше, чем в случае продольного магнитосопротивления r_L даже при учёте лишь первого члена в (6) при $\theta = \pi/2$. В результате, по данным из $r_T(\varphi)$ получаем $\theta_{SH} = 0.35 \pm 0.05$ для гетероструктуры SIO3/LSMO. Таким образом, из измерений поперечного магнитосопротивления получили величину θ_{SH} примерно в 10 раз большую, чем из продольного

магнитосопротивления, что, возможно, вызвано шунтированием продольного магнитосопротивления AMR плёнки LSMO [13]. Заметим, $\theta_{SH} \approx 0.3$ было получено в гетероструктурах SIO3/LSMO [11,16] другими методами. Второй член, зависящий от мнимой части комплексной спиновой проводимости [6] в выражении (6) возникает из-за намагниченности, направленной перпендикулярно плоскости подложки и может вызвать увеличение магнитосопротивления, что наблюдалось в сверхрешётках SIO3/LSMO [17]. О высоких значениях спинового угла Холла в структурах с плёнками SIO3 сообщалось ранее: $\theta_{SH} = 0.76$ для Pu/SrIrO_3 [15] и $\theta_{SH} = 1.1$ для $\text{SrIrO}_3/\text{Co}_{1-x}\text{Tb}_x$ [29]. По порядку величин эти значения близки к θ_{SH} , наблюдаемому в структурах с топологическими изоляторами [30].

При охлаждении гетероструктуры SIO3/LSMO до температуры жидкого азота $T = 77 \text{ K}$ величина магнитосопротивления уменьшалась. На Рис. 7 приведена температурная зависимость нормированного поперечного значения r_T для двух случаев $r_T(\varphi)$, когда r_T максимален ($\varphi = 210^\circ$) и минимален ($\varphi = 275^\circ$) при $T = 300 \text{ K}$. При низких температурах ($T < 150 \text{ K}$) ошибка измерений (на Рис. 7 не приведена) уже не позволяла извлечь достоверные данные. При $T = 77 \text{ K}$ ни поперечного, ни продольного магнитосопротивления

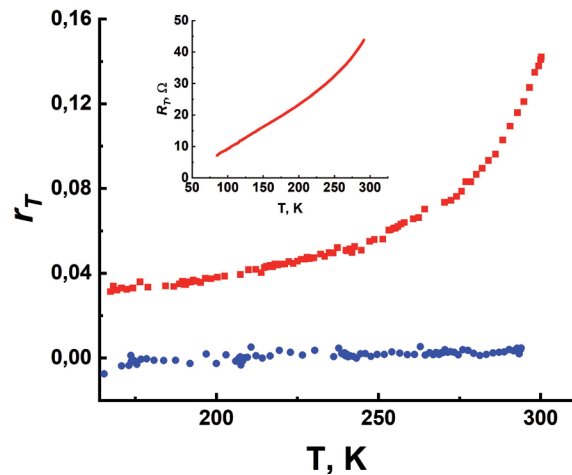


Рис. 7. Температурная зависимость поперечного (холловского) магнитосопротивления r_T . Кривая (1) соответствует углу $\varphi = 210^\circ$, при котором r_T максимальна, кривая (2) снята при минимальном значении r_T , $\varphi = 275^\circ$. На вставке приведена температурная зависимость поперечного (холловского) сопротивления при $H = 0$.

обнаружить не удавалось. Температурная зависимость поперечного сопротивления гетероструктуры SiO_3/LSMO R_{\perp} , снятая при $H = 0$, приведена на вставке Рис. 7. В целом, характер температурной зависимости $R_{\perp}(T)$ аналогичен температурной зависимости планарного холловского сопротивления $r_{\perp}(T)$. Известно, что намагниченность M плёнки LSMO с понижением температуры растёт, но из соотношений (4)-(6) [6] не вытекает изменение холловского магнитосопротивления с температурой. Заметим, что температурные зависимости характеристик магнитосопротивления, длины спиновой диффузии, спинового угла Холла рассматривались в работах [31,32] на структурах, отличных от рассматриваемых в данной работе, а также для случая изменения спинового момента в SiO_3/LSMO [20,33] под влиянием токовых импульсов. Замеченное для Pt/LSMO увеличение спинового тока с понижением температуры [8] не наблюдается в нашем случае, что, возможно, вызвано влиянием проводящего слоя на границе SiO_3/LSMO [12]. Отметим, что изменения магнитосопротивления с температурой может быть вызвано температурными зависимостями $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ и $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$. Варьирование отношением $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}/\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ в (5) не приводит к заметному изменению параметра r_1 , но может сказаться на параметре r_2 в случае возникновения намагниченности, направленной вне плоскости.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что при СВЧ воздействии на гетероструктуру $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ величина отклика из-за спинового тока на порядок превышает отклик, вызванный вкладами за счёт детектирования на контактах и анизотропного магнитосопротивления. Показано, что мнимая часть спиновой проводимости границы $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ оказывается по порядку величины равна её реальной части. Обнаружено, что амплитуда углового изменения поперечного магнитосопротивления существенно превышает амплитуду продольного, на величину которого оказывается, скорее всего, шунтирующее влияние анизотропного магнитосопротивления плёнки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и проводящего слоя на границе гетероструктуры

$\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Спиновый угол Холла (отношение спинового и зарядового токов), определённый из измерений продольного спинового магнитосопротивления, оказался на порядок меньше, чем для поперечного (холловского), что обусловлено наличием проводящего слоя на границе раздела в гетероструктуре. С понижением температуры ниже комнатной нами не обнаружено существенное увеличение величины спинового тока – как из непосредственного детектирования спинового тока за счёт обратного спинового эффекта Холла, так и из температурной зависимости спинового магнитосопротивления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dyakonov MI, and Perel VI. On possibility of orientation of spin by current. *JETP Lett.*, 1971, 13:467-469.
2. Saitoh E, Ueda M, Miyajima H, and Tatara S. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 88(18):182509-1-3.
3. Mosendz O, Vlaminck V, Pearson JE, Fradin FY, Bauer WGE, Bader SD, and Hoffmann A. Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers. *Phys. Rev. B*, 2010, 82(21):214403-1-9.
4. Tserkovnyak Y, Brataas A, Bauer GEW. Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Phys Rev. Lett.*, 2002, 88(11):117601-1-4.
5. Sinova J, Valenzuela SO, Wunderlich J, Back CH, Jungwirth T. Spin Hall effects. *Rev.Mod. Phys.*, 2015, 87(4):1213-1259.
6. Chen YT, Takahashi S, Nakayama H, Althammer M, Goennenwein ST, Saitoh E, Bauer GE. Theory of spin Hall magnetoresistance (SMR) and related phenomena. *J of Physics: Condensed Matter*, 2016, 28(10):103004-1-15.
7. Althammer M, Meyer S, Nakayama H, Schreier M, Altmannshofer S, Weiler M, Huebl H, Geprägs S, Opel M, Gross R, Meier D, Klewe C, Kuschel T, Schmalhorst J-M, Reiss G, Shen L, Gupta A, Chen Y-T, Bauer GEW, Saitoh E, Goennenwein ST. Quantitative study of the spin Hall magnetoresistance in ferromagnetic

- insulator/normal metal hybrids. *Phys. Rev. B*, 2016, 87(22):224401-1-15.
8. Azevedo A, Vilela-Leão LH, Rodríguez-Suárez RL, Santos AL, Rezende SM. Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment. *Phys. Rev. B*, 2011, 83(14):144402-1-6.
 9. Sandweg CW, Kajiwara Y, Ando K, Saitoh E, Hillebrands B. Enhancement of the spin pumping efficiency by spin wave mode selection. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, 97(25):252504-1-4.
 10. Ovsyannikov GA, Constantinian KY, Stankevich KL, Shaikhulov TA, Klimov AA. Spin current and spin waves at a platinum/yttrium iron garnet interface: impact of microwave power and temperature. *J. of Physics D: Applied Physics*, 2021, 54(36):365002-1-11.
 11. Nan T, Emori S, Boone CT, Wang X, Oxholm TM, Jones JG, Howe BM, Brown GJ, Sun NX. Comparison of spin-orbit torques and spin pumping across NiFe/Pt and NiFe/Cu/Pt interfaces. *Phys. Rev. B*, 2015, 91(21):214416-1-9.
 12. Ovsyannikov GA, Shaikhulov TA, Stankevich KL, Khaydukov Y, Andreev NV. Magnetism at an iridate/manganite interface: Influence of strong spin-orbit interaction. *Phys. Rev. B*, 2020, 102(14):144401-1-11.
 13. Ovsyannikov GA, Constantinian KY, Shmakov VA, Klimov AL, Kalachev EA, Shadrin AV, Andreev NV, Milovich FO, Orlov AP, Lega PV. Spin mixing conductance and spin magnetoresistance of the iridate/manganite interface. *Phys. Rev. B*, 2023, 107(14):144419-1-12.
 14. Qi XL, Zhang SC. Topological insulators and superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, 2011, 83(4):1057-1103.
 15. Nan T, Anderson TJ, Gibbons J, Hwang K, Campbell N, Zhou H, Dong YQ, Kim GY, Shao DF, Paudel TR, Reynolds N, Wang XJ, Sun NX, Tsymbal EY, Choi SY, Rzechowski MS, Kim YB, Eom CB. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2019, 116(33):16186-16191.
 16. Everhardt AS, Mahendra DC, Huang X, Sayed S, Gosavi TA, Tang Y, Lin CC, Manipatruni S, Young IA, Datta S, Wang J-P, Ramesh R. Tunable charge to spin conversion in strontium iridate thin films. *Phys. Rev. Materials*, 2019, 3(5):051201-1-18.
 17. Yi D, Liu J, Hsu SL, Zhang L, Choi Y, Kim JW, Chen Z, Clarkson JD, Serrao CR, Arenholz E, Ryan PJ, Xu H, Birgeneau RJ, Ramesh R. Atomic-scale control of magnetic anisotropy via novel spin-orbit coupling effect in La₂/3Sr₁/3MnO₃/SrIrO₃ superlattices. *Proceedings of the National Academy of Sciences USA*, 2016, 113(23):6397-6402.
 18. Huang X, Sayed S, Mittelstaedt J, Susarla S, Karimeddiny S, Caretta L, Zhang H, Stoica VA, Gosavi T, Mahfouzi F, Sun Q, Ercius P, Kioussis N, Salahuddin S, Ralph DC, Ramesh R. Novel Spin-Orbit Torque Generation at Room Temperature in an All-Oxide Epitaxial La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃/SrIrO₃ System. *Advanced Materials*, 2021, 33(24):2008269-1-7.
 19. Crossley S, Swartz AG, Nishio K, Hikita Y, Hwang HY. All-oxide ferromagnetic resonance and spin pumping with SrIrO₃. *Physical Review B*, 2019, 100(11):115163-1-7.
 20. Liu L, Zhou G, Shu X, Li C, Lin W, Ren L, Zhou C, Zhao T, Guo R, Xie Q, Wang H, Zhou J, Yang P, Pennycook SJ, Xu X, Chen J. Room-temperature spin-orbit torque switching in a manganite-based heterostructure. *Phys. Rev. B*, 2022, 105(14):144419-1-11.
 21. Atsarkin VA, Borisenko IV, Demidov VV, Shaikhulov TA. Temperature dependence of pure spin current and spin-mixing conductance in the ferromagnetic—normal metal structure. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2018, 51(24):245002-245002.
 22. Zwierzycki M, Tserkovnyak Y, Kelly PJ, Brataas A, Bauer GE. First-principles study of magnetization relaxation enhancement and spin transfer in thin magnetic films. *Phys. Rev. B*, 2005, 71(6):064420-1-11.
 23. Yang F, Hammel PC. FMR-driven spin pumping in Y₃Fe₅O₁₂-based structures. *Journal Physics D: Applied Physics*, 2018, 51(25):253001-1-9.
 24. Shaikhulov TA, Ovsyannikov GA. Attenuation of spin precession in manganite/normal metal heterostructures. *Physics of the Solid State*, 2018, 60:2231-2236.
 25. Dubowik J, Graczyk P, Krysztofik A, Głowiński H, Coy E, Załęski K, Gościńska I. Non-Negligible Imaginary Part of the Spin-Mixing Conductance and its Impact on Magnetization

- Dynamics in Heavy-Metal–Ferromagnet Bilayers. *Physical Review Applied*, 2020, 13(5):054011-1-13.
26. Czeschka FD, Dreher L, Brandt MS, Weiler M, Althammer M, Imort IM, Reiss G, Thomas A, Schoch W, Limmer W, Huebl H, Goennenwein ST. Scaling behavior of the spin pumping effect in ferromagnet-platinum bilayers. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107(4):046601-1-4.
 27. Gomez-Perez JM, Zhang XP, Calavalle F, Ilyn M, González-Orellana C, Gobbi M, Rogero C, Chuvilin A, Golovach VN, Hueso LE, Bergeret FS, Casanova F. Strong interfacial exchange field in a heavy metal/ferromagnetic insulator system determined by spin Hall magnetoresistance. *Nano Letters*, 2020, 20(9):6815-6823.
 28. Rosenberger P, Opel M, Geprägs S, Huebl H, Gross R, Müller M, Althammer M. Quantifying the spin mixing conductance of EuO/W heterostructures by spin Hall magnetoresistance experiments. *Applied Physics Letters*, 2021, 118(19):192401-1-5.
 29. Wang H, Meng KY, Zhang P, Hou JT, Finley J, Han J, Yang F, Liu L. Large spin-orbit torque observed in epitaxial SrIrO₃ thin films. *Applied Physics Letters*, 2019, 114, 23:232406-1-5.
 30. Yi D, Liu J, Hsu SL, Zhang L, Choi Y, Kim JW, Chen Z, Clarkson JD, Serrao CR, Arenholz E, Ryan PJ, Xu H, Birgeneau RJ, Ramesh R. Atomic-scale control of magnetic anisotropy via novel spin-orbit coupling effect in La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃/SrIrO₃ superlattices. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2016, 113(23):6397-6402.
 31. Marmion SR, Ali M, McLaren M, Williams DA, Hickey BJ. Temperature dependence of spin Hall magnetoresistance in thin YIG/Pt films. *Phys. Rev. B*, 2014, 89(22):220404-1-5.
 32. Wang Y, Deorani P, Qiu X, Kwon JH, Yang H. Determination of intrinsic spin Hall angle in Pt. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(15):152412-1-4.
 33. Yi D, Amari H, Balakrishnan PP, Klewe C, Shafer P, Browning N, Suzuki Y. Enhanced interface-driven perpendicular magnetic anisotropy by symmetry control in oxide superlattices. *Physical Review Applied*, 2021, 15(2):024001-1-9.

Ульев Георгий Денисович

инженер

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
gdulev@edu.hse.ru

Овсянников Геннадий Александрович

д.ф.-м.н.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
gena@hitech.cplire.ru

Константинян Карен Иванович

к.ф.-м.н.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
karen@hitech.cplire.ru

Шадрин Антон Викторович

к.ф.-м.н.

Московский физико-технический институт
Долгопрудный 141701, Моск. обл., Россия
shadrinant@mail.ru

Москаль Иван Евгеньевич

инженер

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
moskal@hitech.cplire.ru

Лега Петр Викторович

к.ф.-м.н.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
lega_peter@list.ru