

# ВЛИЯНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ СПИНОВОЙ НАКАЧКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК–НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ

В. А. Ацаркин\*, В. В. Демидов, Т. А. Шайхулов

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук  
125009, Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 июля 2019 г.,  
после переработки 1 июля 2019 г.  
Принята к публикации 5 августа 2019 г.

Исследуется проблема генерации спинового тока и его преобразования в электрические сигналы в тонкопленочных двухслойных структурах ферромагнетик–немагнитный металл. Это направление представляет значительный научный интерес и перспективно для применений в спинтронике. В данной работе экспериментально исследована структура LSMO/Pt, состоящая из эпитаксиальной пленки ферромагнитного манганита  $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{O}_3$ , выращенной на монокристаллической подложке  $\text{NdGaO}_3$  и покрытой пленкой платины. Генерация спинового тока осуществлялась методом спиновой накачки при возбуждении в слое ферромагнетика ферромагнитного резонанса, детектирование проводилось по электрическому напряжению  $U^{SP}$ , возникающему в слое немагнитного металла благодаря обратному спиновому эффекту Холла. Благодаря относительно низкой температуре Кюри (около 350 К), использование LSMO позволило детально исследовать влияние намагниченности ферромагнитного слоя на генерацию спинового тока в температурном диапазоне (100–350) К. При этом последовательно учитывалось влияние формы линии ферромагнитного резонанса, представляющей собой свертку однородных (лоренцевых) спиновых пакетов и неоднородного гауссового уширения (модель Фойгта). В результате анализа всех параметров, определяющих величину  $U^{SP}$ , получена температурная зависимость смешанной спиновой проводимости, которая оказалась примерно пропорциональной квадрату намагниченности ферромагнетика. Этот результат сопоставляется с существующими теоретическими моделями.

DOI: 10.31857/S0044451020020078

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Спиновым током называют направленный поток спинового углового момента. Как правило, спиновые токи создаются, распространяются и детектируются в магнитных наноструктурах. Эта тематика в последние годы интенсивно развивается и привлекает большой интерес как с чисто научной точки зрения, так и в связи с многообразными применениями, которые принято объединять термином спинтроника, см., например, обзоры [1, 2] и цитированную там литературу. Одним из эффективных методов генерации и изучения спинового тока является так называемая спиновая накачка (spin pumping, SP) в двухслойных структурах ферромаг-

нетик (ФМ)–нормальный металл (НМ) [3–5]. В этом методе спиновый ток возникает в слое ФМ при возбуждении ферромагнитного резонанса (ФМР) с помощью соответствующей СВЧ-накачки и передается через границу раздела в слой НМ. Такой спиновый ток не связан с передачей электрического заряда и называется чистым.

Согласно работам [3–5], плотность спинового тока через границу ФМ/НМ в условиях спиновой накачки равна

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

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\mathbf{m}$  — единичный вектор в направлении прецессирующего магнитного момента ферромагнетика, а  $g^{\uparrow\downarrow}$  — так называемая смешанная спиновая проводимость, зависящая от различия в отражательной способности границы разде-

\* E-mail: atsarkin@cplire.ru

ла ФМ/НМ по отношению к электронам с противоположными ориентациями спина.

Как показано в работах [3–5], вытекание спинового тока из слоя ФМ ведет к дополнительному затуханию резонансной прецессии магнитного момента, что проявляется в добавочном уширении линии ФМР и используется для детектирования эффекта спиновой накачки, см., например, [6, 7]. Другой, более однозначный метод измерения спинового тока, основан на использовании обратного спинового эффекта Холла (ISHE), благодаря которому в слое НМ генерируется электрический ток с плотностью [8, 9]

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

где  $e$  — элементарный заряд,  $\theta_{SH}$  — безразмерный параметр, определяющий эффективность спинового эффекта Холла, и  $\mathbf{n}$  — единичный вектор в направлении распространения спинового тока (в данном случае, перпендикулярно границе раздела). В эксперименте обычно измеряется постоянная составляющая электрического напряжения  $U^{SP}$ , создаваемого током (2) между контактами, нанесенными на слой НМ.

Исследованию спиновой накачки посвящено значительное число публикаций. Из них отметим базовые статьи [10–12], в которых выведены и экспериментально проверены наиболее важные и удобные для использования соотношения. В ранних работах использовались проводящие ферромагнитные пленки (металлы или полупроводники), однако затем было показано, что эффект спиновой накачки успешно реализуется и при использовании диэлектрического магнитного слоя — как правило, железо-иттриевого граната (ЖИГ) — см., например, [6]. В качестве материала для слоя НМ обычно выбираются тяжелые металлы, обладающие большими значениями  $\theta_{SH}$ , чаще всего платина.

В данной работе исследуется зависимость эффекта спиновой накачки (и параметра  $g^{\uparrow\downarrow}$ , определяющего величину спинового тока) от равновесной намагниченности  $M_0$  ферромагнитного слоя. Эта задача, имеющая фундаментальное значение для понимания физического механизма эффекта и его применений, осложняется тем, что  $M_0$  не входит в формулы (1) и (2) явно. Более того, как показано в работе [12], для ряда типичных ферромагнитных металлов (Fe, Co, Ni и их сплавов) значения  $g^{\uparrow\downarrow}$  мало различаются и к тому же почти не зависят от температуры. Подчеркнем, однако, что все эти результаты получены при температурах  $T \ll T_C$ , где  $T_C$  — температура Кюри. В то же время очевидно, что с

приближением к  $T_C$  специфические ферромагнитные свойства слабеют, а с переходом в парамагнитную область исчезают вовсе, что неизбежно должно приводить к ослаблению и затем исчезновению эффекта спиновой накачки.

Разрешение этого кажущегося парадокса лежит в зависимости  $g^{\uparrow\downarrow}$  от  $M_0$ , которая, к сожалению, не выявляется в рамках формализма матрицы рассеяния, использованного при выводе формулы (1) [5]. Существует и альтернативное рассмотрение [13, 14], основанное на конкретном микроскопическом анализе возникновения спинового тока на границе раздела; в принципе, оно позволяет найти зависимость  $g^{\uparrow\downarrow}(M_0)$ . К настоящему времени, однако, этот подход развит только для непроводящего ферромагнитного слоя, тогда как нас будет интересовать случай ферромагнитного металла.

Для экспериментального решения поставленной задачи в качестве материала ФМ-слоя целесообразно выбрать ферромагнетик с практически достижимой температурой Кюри и исследовать температурную зависимость спинового тока в диапазоне от  $T_C$  до достаточно низких температур, при которых равновесная намагниченность достигает своего предельного значения и более не увеличивается. Для этой цели хорошо подходит лантан-стронциевый манганит состава  $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$  (LSMO), имеющий  $T_C$  около 350 К. Заметим, что этот материал обладает уникальными магниторезистивными свойствами (эффект колоссального магнитосопротивления) и перспективен для технических применений [15, 16].

Первые экспериментальные данные по температурной зависимости спинового тока с применением слоя LSMO опубликованы в работе [17]. В качестве НМ использовался рутенат стронция,  $\text{SrRuO}_3$  (SRO). Наблюдался существенный рост  $U^{SP}$  при понижении  $T$  от 295 К до 180 К, что коррелировало с ростом намагниченности LSMO. Однако при дальнейшем охлаждении результаты искажались из-за перехода слоя SRO в ферромагнитное состояние. Еще важнее то обстоятельство, что полученные данные не эквивалентны искомой зависимости  $g^{\uparrow\downarrow}(T)$ , поскольку измеряемое напряжение  $U^{SP}$  включает целый ряд дополнительных температурно-зависимых факторов, определяемых условиями эксперимента и свойствами образца.

Эти факторы были последовательно учтены в нашей работе [18], где температурная зависимость смешанной спиновой проводимости в условиях спиновой накачки изучалась на двухслойной тонкопленочной структуре LSMO/Pt. Было показано, что

зависимость  $g^{\uparrow\downarrow}(T)$  качественно согласуется с температурным ходом намагниченности слоя ФМ, но не совпадает с ним в деталях. Предполагалось, что это различие обусловлено тем обстоятельством, что спиновый ток в подобной структуре формируется в очень тонком слое, примыкающем к границе раздела ФМ/НМ, где величина и температурный ход намагниченности могут заметно отличаться от объемных параметров. Указывалось также на сходство полученных кривых  $g^{\uparrow\downarrow}(T)$  с температурным ходом спиновой поляризации электронов проводимости, приведенным в работе [19]. Однако окончательных выводов относительно связи спиновой проводимости с намагниченностью и спиновой поляризацией сделать не удалось. Одной из главных причин этого явилось сильное уширение линии ФМР в использованной пленке LSMO (полуширина на половине интенсивности составляет примерно 100 Э), что свидетельствует о неоднородности образца и затрудняет корректное сопоставление с теоретическими формулами.

В настоящей работе эти исследования продолжены на двухслойной структуре LSMO/Pt более высокого качества и в несколько иной геометрии. Анализ полученных результатов и их сопоставление с данными работы [18], а также с ранее опубликованными данными по спиновой накачке в структурах со стандартными ферромагнитными металлами [10–12, 20] позволяет значительно продвинуться в понимании физического механизма данного явления.

## 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Исследовались двухслойные тонкопленочные структуры LSMO/Pt. Эпитаксиальный слой LSMO толщиной  $d_{FM} = 20$  нм выращивался на поверхности (110) монокристаллической подложки NdGaO<sub>3</sub> (NGO). Как известно [21, 22], в этом случае пленка LSMO ориентирована по своей псевдокубической плоскости (001), в которой из-за механических напряжений возникает осевая магнитная анизотропия с легкой осью вдоль направления [010]. Как будет видно в дальнейшем, это обстоятельство существенно для обработки и интерпретации результатов.

Рост эпитаксиальной пленки LSMO осуществлялся методом магнетронного напыления (см. [23]) при температуре подложки 820 °С в смеси газов Ar и O<sub>2</sub> (3 : 2) с давлением 0.3 мбар при мощности ВЧ-генератора 50 Вт. Скорость роста при указанных параметрах составляла 0.33 нм/мин. После напыления

пленки нужной толщины в камеру вводился кислород (1 атм) и температура плавно снижалась сначала до 500 °С, а затем до комнатной температуры. Затем в течение часа в специальной печи при температуре 820 °С в атмосфере O<sub>2</sub> проводился дополнительный отжиг пленки, что обеспечивало ее насыщение кислородом и существенно уменьшало дефектность. Финальной стадией изготовления гетероструктуры было напыление поверх пленки LSMO тонкого слоя платины с помощью магнетронного распыления на постоянном токе.

Основные измерения проведены на образцах, выполненных в виде узких полосок длиной  $L = 5$  мм и шириной  $w = 400$  мкм при толщине подложки 0.5 мм, толщине пленки LSMO  $d_{FM} = 20$  нм и толщине слоя платины  $d_{NM} = 10$  нм. Полоски формировались ионно-лучевым травлением с использованием маски из фоторезиста. Для измерения электрического напряжения на концах платиновой полоски наносились серебряные контакты.

Кристаллографическая ориентация и качество эпитаксиальной пленки LSMO контролировались как стандартными методами рентгеновской дифракции (подробнее см. [22]), так и по спектрам ФМР, которые регистрировались с помощью спектрометра Bruker ER 200 (частотный диапазон 9.7 ГГц) с температурной приставкой Oxford. В частности, анализ угловой зависимости резонансного поля  $H_0$  при его вращении в плоскости пленки позволяет определить положение оси внутривекторной аксиальной магнитной анизотропии  $\mathbf{n}_u$  и осей кубической кристаллографической анизотропии  $\mathbf{n}_c$ , а также определить значения соответствующих полей анизотропии  $H_u$ ,  $H_c$  и насыщенной намагниченности  $M_0$  [18]. В данной работе такие измерения были выполнены в диапазоне температур (100–350) К. Отметим, что значения намагниченности, полученные этим способом, могут оказаться несколько заниженными из-за сдвига линии ФМР под влиянием дополнительного вклада в магнитную энергию, обусловленного взаимодействием слоя LSMO с пленкой платины. В нашем случае такой сдвиг возникал лишь в низкотемпературной части исследованного диапазона и только в двухслойных структурах LSMO/Pt. Более детальный анализ этой проблемы — предмет отдельной публикации. В данной работе указанная неточность в определении величины  $M_0$  корректировалась путем сравнения с температурной зависимостью площади линии ФМР-поглощения (с учетом эллиптичности спиновой прецессии в ферромагнитной пленке). Итоговая зависимость  $M_0(T)$  будет приведена в следующем разделе.

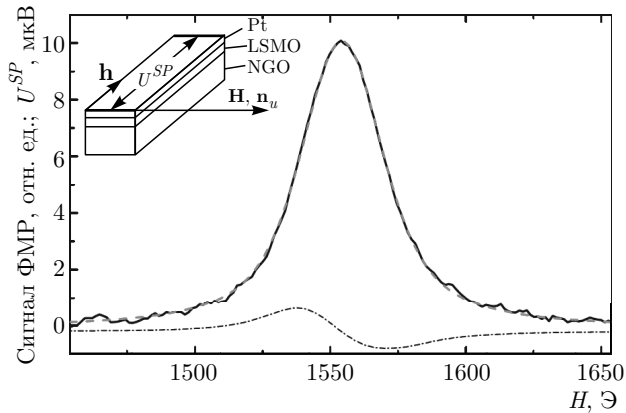


Рис. 1. Сплошная линия — сигнал  $U^{SP}(H)$ , записанный при температуре 248 К. Штриховая линия — подгонка функцией формы Фойгта (6) с параметрами  $\delta_L = 12.5$  Э и  $\delta_G = 10.2$  Э. Внизу штрихпунктиром показана производная линии ФМР-поглощения, записанная в тех же условиях. На вставке — геометрия эксперимента

Весьма существенную информацию дают измерения ширины и формы линии ФМР, которые также проводились в указанном температурном диапазоне. Более подробно эти данные будут обсуждаться ниже, а сейчас заметим, что типичные значения полуширины линии ФМР-поглощения на половине интенсивности (при  $T = 295$  К) составляют в данной работе около 12 Э, тогда как в предыдущих опытах [18] эти значения достигали в тех же условиях 70 Э. Это свидетельствует о радикальном улучшении качества эпитаксиальной пленки LSMO, достигнутом в данной работе благодаря совершенствованию технологии выращивания (в частности, проведению дополнительного отжига).

Основные измерения проводились на лабораторной установке [18]. Геометрия эксперимента схематически показана на вставке к рис. 1. Исследуемый образец размещался в центральной плоскости прямоугольного объемного резонатора типа  $TE_{102}$  диапазона 9 ГГц с нагруженной добротностью  $Q = 900$ . Внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  могло вращаться в той же плоскости. Длинная сторона полочки устанавливалась параллельно широкой стенке резонатора, т.е. вдоль направления магнитного СВЧ-поля  $\mathbf{h} \exp(i\omega t)$ , что минимизировало индукционные СВЧ-токи в образце. Напряжение  $U^{SP}$  измерялось вдоль того же направления в условиях резонансной СВЧ-накачки с частотой  $\omega/2\pi = 9$  ГГц и мощностью в резонаторе до 75 мВт, что соответствует амплитуде СВЧ-поля в образце  $h \approx 0.5$  Э. Для увеличения чувствительности СВЧ-мощность моду-

лировалась меандром с частотой 100 кГц, а сигнал  $U^{SP}$  регистрировался с помощью синхронного детектирования на частоте модуляции. Запись сигнала  $U^{SP}(H)$  проводилась при прохождении поля  $\mathbf{H}$  через линию ФМР с последующим накоплением. В этих условиях чувствительность достигала 10 нВ.

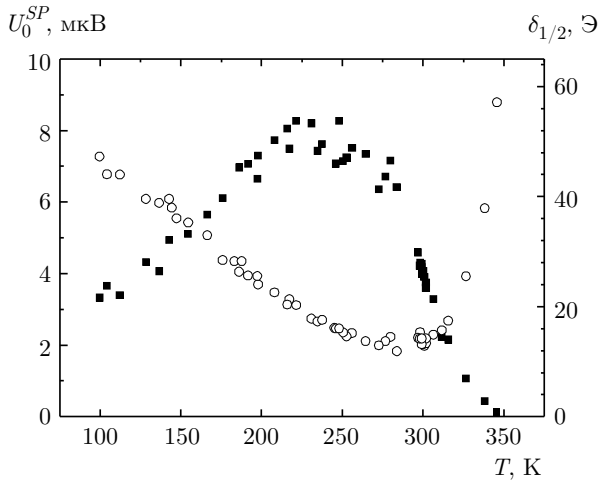
Кроме сигналов спиновой накачки, в подобных условиях могут возникать дополнительные электрические напряжения, обусловленные, в частности, эффектами анизотропного магнитосопротивления ферромагнетика [10, 11]. Для их подавления наши эксперименты проводились при ориентации магнитного поля  $\mathbf{H}$ , перпендикулярной направлению измерения  $U^{SP}$ , когда дополнительные напряжения обращаются в нуль. Последнее проверялось путем измерения угловой зависимости эффекта. В данной работе полоска LSMO/Pt вырезалась вдоль трудной оси внутривекторной аксиальной анизотропии, так что поле  $\mathbf{H}$  было направлено вдоль легкой оси  $\mathbf{n}_u$  (в отличие от работы [18], где использовалась ориентация  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}_u$ ).

Согласно формулам (1), (2), разность потенциалов  $U^{SP}$  меняет знак при обращении поляризации ферромагнетика, которая в наших условиях определяется направлением поля  $\mathbf{H}$ . Это подтверждалось в эксперименте и использовалось для исключения паразитных напряжений, нечувствительных к инверсии поля. Как и в предыдущих экспериментах такого рода [18, 24], каждое измерение проводилось дважды, при противоположных направлениях  $\mathbf{H}$ , и в качестве результата принималась полуразность полученных сигналов.

Охлаждение ниже комнатной температуры осуществлялось парами жидкого азота, нагрев выше  $T = 295$  К — проволочной электрической печью, намотанной на волновод. Температура образца измерялась по его электрическому сопротивлению  $R$  на тех же контактах, которые использовались для основных измерений  $U^{SP}$  (температурная зависимость сопротивления заранее калибровалась с точностью  $\pm 0.5$  К). Таким образом, исследуемый образец одновременно служил термометром, что позволяло учитывать его дополнительный нагрев из-за СВЧ-накачки.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Типичный сигнал  $U^{SP}(H)$ , записанный при температуре 248 К, показан на рис. 1 вместе с производной линии поглощения ФМР, записанной в тех же условиях. Аппроксимация формы сигнала функ-



**Рис. 2.** Амплитуда (темные квадраты, левая шкала) и полуширина (светлые кружки, правая шкала) сигналов  $U^{SP}(H)$ , измеряемых в условиях спиновой накачки как функции от температуры

цией Фойгта, показанная на этом рисунке, будет обсуждена ниже.

Температурные зависимости амплитуды ( $U_0^{SP}$ ) и полуширины ( $\delta_{1/2}$ ) сигналов  $U^{SP}(H)$  показаны на рис. 2.

Чтобы извлечь из этих данных интересующие нас зависимости смешанной спиновой проводимости  $g^{\uparrow\downarrow}$  от температуры и намагниченности, воспользуемся надежно апробированными соотношениями из работ [10, 11], которые удобно представить в виде

$$U^{SP}(H) = A_0 g^{\uparrow\downarrow} R \lambda_N \theta_{SH} \times \text{th} \left( \frac{d_{NM}}{2\lambda_N} \right) p \delta_L^{-2} f_L(H), \quad (3)$$

где  $A_0 = e\omega h^2 w / 4\pi$ ;  $R$  — электрическое сопротивление между измерительными контактами;  $\lambda_N$  — длина спиновой диффузии в слое НМ (платины);

$$p = \frac{\omega(H_0 + 4\pi M_0)}{\gamma(2H_0 + 4\pi M_0)^2}$$

— безразмерный фактор, учитывающий эллиптичность спиновой прецессии в ферромагнитной пленке;  $\gamma$  — гиромагнитное отношение и

$$f_L(H) = \frac{\delta_L^2}{\delta_L^2 + (H - H_0)^2} \quad (4)$$

— лоренцева функция формы (единичной амплитуды) с полушириной  $\delta_L$ .

Множитель  $A_0$ , входящий в формулу (3), не зависит от температуры, однако остальные параметры

заведомо зависят от  $T$ , и эти зависимости необходимо учесть, чтобы выделить из экспериментальных данных рис. 2 искомую информацию о температурном ходе смешанной спиновой проводимости.

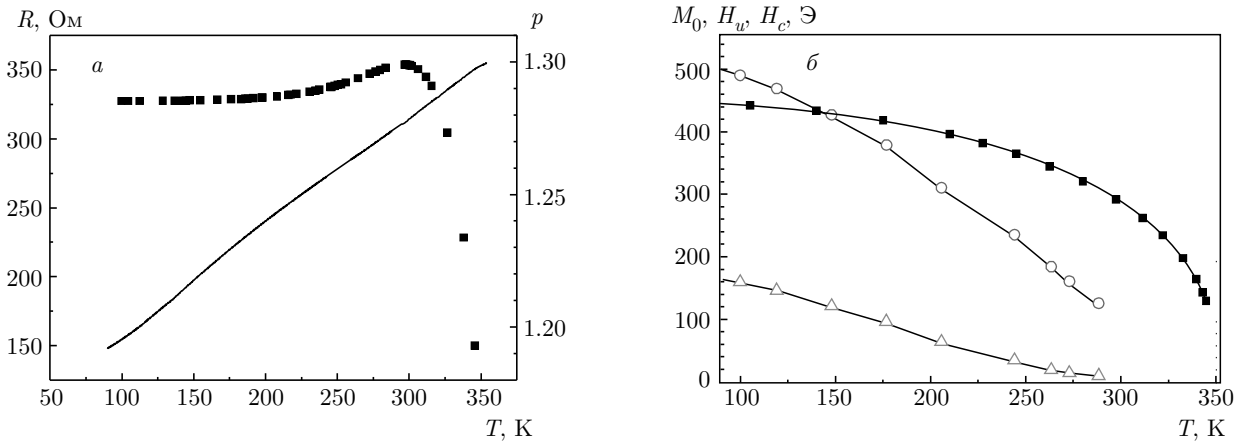
Рассмотрим эти параметры по порядку. Сопротивление  $R$  измерялось непосредственно в ходе эксперимента, его температурная зависимость показана на рис. 3а. На том же рисунке показана температурная зависимость фактора  $p$ , для вычисления которого использовались экспериментальные данные о температурной зависимости намагниченности  $M_0$  (рис. 3б). Для полноты картины на рис. 3б показаны также температурные зависимости полей аксиальной и кубической анизотропии пленки LSMO.

Сложнее обстоит дело с длиной спиновой диффузии  $\lambda_N$  и углом спинового эффекта Холла  $\theta_{SH}$ . Литературные данные на этот счет (см., например, [1]) весьма противоречивы и дают разброс абсолютных значений более чем на порядок; не лучше обстоит дело и с температурными зависимостями этих параметров. Чтобы обойти эти трудности, мы не будем пытаться учесть температурные зависимости  $\lambda_N(T)$  и  $\theta_{SH}(T)$  по отдельности, а проведем сравнение данных рис. 2 с результатами аналогичных исследований на структурах ФМ/Pt, в которых температура Кюри ферромагнитного слоя гораздо выше комнатной температуры, так что значение  $M_0$  можно считать постоянным в интересующем нас температурном диапазоне.

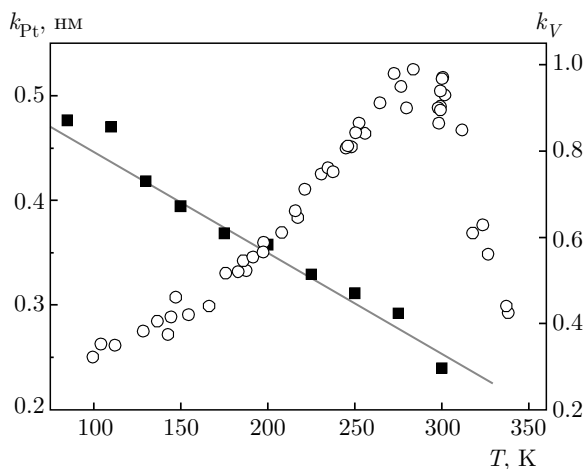
Такие данные для ФМ = Fe, Co, Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> представлены в работе [12], где продемонстрировано приблизительное постоянство величин  $g^{\uparrow\downarrow}$  в диапазоне (100–300) К, однако приведенная там информация недостаточно подробна. Более подходящей представляется работа Обстаума и др. [20], выполненная на двухслойной структуре пермаллой (Ru)/Pt в широком температурном диапазоне. Используя данные, приведенные в этой работе, и сравнивая их с формулой (3), можно вычислить величину

$$k_{Pt}(T) = \lambda_N \theta_{SH} \text{th} \left( \frac{d_{NM}}{2\lambda_N} \right) \quad (5)$$

(в работе [20] предполагается, что величина  $g^{\uparrow\downarrow}$  в структуре Ru/Pt не зависит от температуры и составляет  $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$ ). Отметим, что в некоторых работах используются более сложные формулы, учитывающие, в частности, соотношение времен релаксации с сохранением и с переворотом спина, а также другие особенности протекания спинового тока в слое НМ, см., например, [11, 12]. В любом случае, однако, параметр  $k_{Pt}$ , взятый непосредственно из эксперимента по спиновой накачке в структуре (Ru)/Pt



**Рис. 3.** Экспериментально измеренные температурные зависимости некоторых параметров исследованного образца. *а)* Сопротивление  $R$  на участке измерения  $U^{SP}$  (сплошная линия, левая шкала) и фактор эллиптичности  $p$  (темные квадраты, правая шкала); *б)* намагненность  $M_0$  (темные квадраты), поле аксиальной внутривоскостной анизотропии  $H_w$  (светлые кружки) и поле кубической анизотропии  $H_c$  (треугольники). Кривые проведены по экспериментальным точкам



**Рис. 4.** Левая шкала: темные квадраты — параметр  $k_{Pt}$ , определяющий влияние слоя платины на температурную зависимость спинового тока (рассчитан на основе данных работы [20]); сплошная линия — линейная аппроксимация. Правая шкала, светлые кружки — параметр  $k_V$ , характеризующий соотношение однородного и неоднородного уширения ФМР в модели Фойгта

[20], исчерпывающим образом характеризует вклад слоя платины в температурную зависимость спинового тока и поэтому может быть непосредственно применен к анализу наших данных (рис. 2). При этом потребовалась лишь небольшая коррекция из-за незначительного различия в величинах  $d_{NM}$  у нас (10 нм) и в работе [20] (12 нм). Температурная зависимость параметра  $k_{Pt}(T)$  показана на рис. 4.

Теперь рассмотрим более детально вопрос о форме и ширине линии. При выводе формулы (3) предполагалось [3–5, 10, 11], что линия ФМР однородно уширена за счет релаксационных процессов, что и отражено в ее лоренцевой форме (4). Однако, как видно на рис. 2, в большей части исследованного температурного диапазона экспериментально измеренные значения полуширины линии  $\delta_{1/2}$  существенно превышают величину около 10 Э, характерную для гильбертовского затухания в пленках LSMO [25]. Еще более значительное уширение (до 120 Э) наблюдалось в работе [18], где было высказано предположение о неоднородном уширении линии ФМР за счет разброса механических напряжений в эпитаксиальной структуре LSMO/NGO. В пользу этой модели говорит и корреляция между  $\delta_{1/2}$  и температурной зависимостью аксиальной внутривоскостной анизотропии, ср. рис. 2 и 3б. Ясно, что неоднородное уширение, выводящее часть объема ферромагнитной пленки из резонанса с СВЧ-накачкой, должно приводить к ослаблению спинового тока и уменьшению  $U_0^{SP}$ .

Для количественного учета неоднородного уширения представим сигнал  $U^{SP}(H)$  (как и линию ФМР-поглощения) в виде набора однородных «спиновых пакетов» лоренцевой формы (4), амплитуда которых распределена в зависимости от расстройки относительно центра линии по гауссовому закону с полушириной  $\delta_G$ . Отметим, что эта модель применяется в спектроскопии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [26]. Итоговая свертка называется линией Фойгта и определяется формулой [27]

$$f_V(H) = \frac{b^2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-x^2}}{b^2 + (x-v)^2} dx, \quad (6)$$

где

$$b = \frac{\delta_L \sqrt{\ln 2}}{\delta_G}, \quad v = \frac{(H - H_0) \sqrt{\ln 2}}{\delta_G}.$$

Пример успешной аппроксимации экспериментального сигнала  $U^{SP}(H)$  формой линии Фойгта приведен на рис. 1. Метод наилучшей подгонки позволил с достаточной точностью ( $\pm 10\%$ ) определить значения  $\delta_L$  и  $\delta_G$  в температурном диапазоне (130–320) К. Оказалось, что величина  $\delta_L$  в указанной области температур практически постоянна и составляет  $(12.5 \pm 1.5)$  Э, что согласуется с литературными данными [25]. В дальнейшем мы предполагаем, что это значение сохраняется во всем исследованном диапазоне температур (100–350) К, включая оба края, где сильное неоднородное уширение затрудняет точное определение  $\delta_L$ .

Таким образом, формула (3) должна быть модифицирована с учетом формы линии Фойгта, в результате чего амплитуда сигнала спиновой накачки получает дополнительный множитель

$$k_V = \frac{f_V(H_0)}{f_L(H_0)} = b^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-x^2}}{b^2 + x^2} dx, \quad (7)$$

отражающий ослабление сигнала за счет неоднородного уширения. В итоге получаем

$$U_0^{SP} = A_0 g^{\uparrow\downarrow} R k_{Pt} p \delta_L^{-2} k_V. \quad (8)$$

Отметим, что в однородном пределе ( $b \gg 1$ ) множитель  $k_V$  стремится к единице, тогда как при сильном неоднородном уширении ( $b \ll 1$ ) величина  $k_V$  приближается к  $b$ , что ведет к соотношению  $U_0^{SP} \propto \delta_{1/2}^{-1}$ .

Подставляя экспериментальные значения  $\delta_L$  и  $\delta_G$  в формулу (7), получаем температурную зависимость  $k_V(T)$ , показанную на рис. 4. Видно, что в диапазоне температур (250–310) К коэффициент Фойгта близок к единице (однородный предел), тогда как выше и ниже по температуре растет вклад неоднородного уширения. Отметим, что прямое сопоставление значений  $U_0^{SP}$ , измеренных на образцах LSMO/Pt разного качества (с различной шириной линии ФМР), хорошо согласуется с данной моделью, подтверждая применимость формулы (8) во всем исследованном диапазоне температур [28].

Наконец, используя соотношение (8), получаем формулу для искомой температурной зависимости смешанной спиновой проводимости:

$$g^{\uparrow\downarrow} = \frac{U_0^{SP}}{A_0 R k_{Pt} p \delta_L^{-2} k_V}. \quad (9)$$

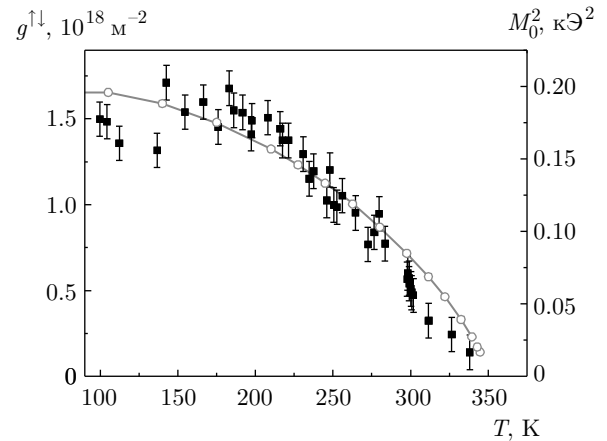


Рис. 5. Смешанная спиновая проводимость структуры LSMO/Pt как функция температуры (темные квадраты, левая шкала) и температурная зависимость квадрата намагниченности ферромагнитного слоя (светлые кружки, соединенные линией, правая шкала)

Температурные зависимости всех величин, входящих в эту формулу, приведены выше, см. рис. 2, 3, 4. Итоговая зависимость  $g^{\uparrow\downarrow}(T)$ , полученная подстановкой в (9) всех входящих в нее параметров, показана на рис. 5, она представляет собой главный результат данной работы.

Как видно на рисунке, температурная зависимость смешанной спиновой проводимости качественно напоминает температурный ход равновесной намагниченности  $M_0(T)$ , см. рис. 3б. Однако, как уже было отмечено в работе [18], хорошего количественного согласия не наблюдается. Различия могут быть отнесены за счет некоторого понижения температуры Кюри в тонком слое ФМ, примыкающем к поверхности раздела [19], но возможна и другая интерпретация, основанная на анализе микроскопической картины генерации и распространения спинового тока через интерфейс ферромагнетик–немагнитный металл. Соответствующее рассмотрение проведено в работах [13, 14], однако лишь для случая, когда ферромагнитный слой не является металлом (конкретно, это железо-иттриевый гранат, ЖИГ). Тем не менее, этот подход может быть полезен и для металлического ферромагнитного слоя, если проникновение электронов проводимости из ФМ в НМ происходит с потерей фазы спиновой прецессии (диффузионный механизм, в отличие от баллистического). Именно этот случай считается наиболее реалистичным [5].

Для вывода соотношения между  $g^{\uparrow\downarrow}$  и конкретными физическими параметрами структуры ферромагнетик–нормальный металл в статьях

[13, 14] использован механизм обменного взаимодействия между локализованными спинами ФМ и электронами проводимости НМ на границе раздела — так называемый  $s$ - $d$ -обмен, который считается ключевым фактором, обеспечивающим инжекцию спинового тока в слой НМ. В результате, в режиме умеренной эффективности спиновой накачки, авторы работы [13] приходят к соотношению

$$g^{\uparrow\downarrow} \propto (J_{ex} M_0)^2, \quad (10)$$

где  $J_{ex}$  — величина обменного взаимодействия (в безразмерных единицах).

Для сравнения наших экспериментальных данных с формулой (10) на том же рис. 5 (правая шкала) показан температурный ход величины  $M_0^2$ . Видно, что кривые  $g^{\uparrow\downarrow}(T)$  и  $M_0^2(T)$  в целом неплохо согласуются, хотя и наблюдается некоторое различие в низкотемпературной области. Последнее обстоятельство можно отчасти отнести на счет недостаточного точного определения параметров формы линии Фойгта. Более принципиальной проблемой представляется несовершенство теоретической модели, не учитывающей металлической природы ферромагнитного слоя.

Таким образом, в данной работе получены и проанализированы экспериментальные свидетельства влияния намагниченности ферромагнитного слоя на эффективность спиновой накачки в тонкопленочной двухслойной структуре ФМ/НМ. Благодаря выбору ферромагнитного материала (LSMO), демонстрирующего значительные изменения намагниченности в интервале (100–350) К, и последовательному учету вклада неоднородного уширения ФМР (модель Фойгта), удалось сопоставить температурные зависимости  $M_0(T)$  и  $g^{\uparrow\downarrow}(T)$  и показать, что последняя приближенно описывается законом  $M_0^2$ , соответствующим одной из теоретических моделей. Можно надеяться, что эти результаты будут способствовать дальнейшему развитию теории спиновой накачки.

**Благодарности.** Авторы благодарят Ф. С. Джебарова и Г. А. Овсянникова за ценные обсуждения и А. В. Шадрину — за помощь в изготовлении образцов.

**Финансирование.** Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-02-00145).

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich et al., *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
2. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga et al., *Nat. Phys.* **11**, 453 (2015).
3. A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer et al., *Phys. Rev. B* **66**, 060404 (2002).
4. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).
5. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer et al., *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).
6. H. L. Wang, C. H. Du, Y. Pu et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 197201 (2014).
7. S. Emori, U. S. Alaani, M. T. Gray et al., *Phys. Rev. B* **94**, 224423 (2016).
8. E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima et al., *Appl. Phys. Lett.* **88**, 182509 (2006).
9. H. Y. Inoue, K. Harii, K. Ando et al., *J. Appl. Phys.* **102**, 083915 (2007).
10. O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson et al., *Phys. Rev. B* **82**, 214403 (2010).
11. A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez et al., *Phys. Rev. B* **83**, 144402 (2011).
12. F. D. Czeschka, L. Dreher, M. S. Brandt et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 046601 (2011).
13. Y. Kajiwara, S. Takahashi, J. Ohe et al., *Nature (London)* **464**, 262, Supplementary information (2010).
14. S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, and A. Azevedo, *Phys. Rev. B* **88**, 014404 (2013).
15. M. B. Salamon and M. Jaime, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 583 (2001).
16. A.-M. Haghiri-Gosnet and J.-P. Renard, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R127 (2003).
17. M. Wahler, N. Homonnay, T. Richter et al., *Sci. Rep.* **6**, 28727 (2016).
18. V. A. Atsarkin, I. V. Borisenko, V. V. Demidov et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**, 245002 (2018).
19. V. Garcia, M. Bibes, A. Barthelémy et al., *Phys. Rev. B* **69**, 052403 (2004).
20. M. Obstbaum, M. Hartinger, H. G. Bauer et al., *Phys. Rev. B* **89**, 060407 (2014).



21. Н. Boschker, M. Mathews, E. P. Houwman et al., Phys. Rev. B **79**, 214425 (2009).
22. В. В. Демидов, И. В. Борисенко, А. А. Климов и др., ЖЭТФ **139**, 943 (2011).
23. И. В. Борисенко, М. А. Карпов, Г. А. Овсянников, Письма в ЖТФ **39**, 1 (2013).
24. V. A. Atsarkin, V. V. Sorokin, I. V. Borisenko et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 125003 (2016).
25. Q. Qin, S. He, W. Song et al., Appl. Phys. Lett. **110**, 112401 (2017).
26. A. M. Portis, Phys. Rev. **91**, 1070 (1953).
27. Ч. Пул, *Техника ЭПР-спектроскопии*, Мир, Москва (1970), Гл. 12.
28. V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, T. A. Shaikhulov et al., Magn. Res. Sol. **21**, 19302 (2019).