

05

## Магнитные взаимодействия на границе оксидный ферромагнетик/ферромагнитный интерметаллид

© Г.А. Овсянников<sup>1</sup>, В.В. Демидов<sup>1</sup>, Т.А. Шайхулов<sup>1</sup>, А.А. Климов<sup>1,2</sup>, N. Tiercelin<sup>3</sup>, P. Pernod<sup>3</sup>, С.А. Никитов<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Российский технологический университет — МИРЭА, Москва, Россия

<sup>3</sup> University of Lille, CNRS, Centrale Lille, ISEN, Univ. Valenciennes, UMR 8520-IEMN, F-59000 Lille, France

E-mail: gena@hitech.cplire.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2019 г.

Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

Исследованы магнитные свойства гетероструктур, состоящих из двух пленок: верхний слой — редкоземельные интерметаллические наноструктурированные сверхрешетки, состоящие из обменно-связанных слоев  $(\text{TbCo}_2/\text{FeCo})_n$  (TCFC), а нижний слой — либо эпитаксиальный манганит  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  (LSMO) с оптимальным допированием стронцием, либо эпитаксиальная пленка железо-итриевого граната  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (YIG) с добавкой Bi. Материал TCFC является ферромагнетиком с высокой температурой Кюри и обеспечивает управляемую наведенную магнитную анизотропию. Проведенные экспериментальные исследования показали, что межслойное взаимодействие гетероструктуры TCFC/LSMO имеет антиферромагнитный характер. Наблюдалось увеличение ширины линии ФМП в структурах, вызванное протеканием спинового тока, через границу раздела двух пленок. В гетероструктуре TCFC/YIG наблюдалось электрическое напряжение, наведенное в пленке интерметаллида TCFC, вызванное обратным спиновым эффектом Холла в условиях ферромагнитного резонанса.

**Ключевые слова:** гетероструктура, интерметаллические сверхрешетки, манганит, железо-итриевого гранат.

DOI: 10.21883/FTT.2019.09.48113.25N

### 1. Введение

Спинтроника основана на явлениях, связанных с переносом спинового момента. Спиновый ток может быть создан несколькими механизмами, среди которых наиболее эффективными являются спиновый эффект Холла [1] и спиновая накачка в режиме ферромагнитного резонанса [2]. Структура, в которой происходит генерация спинового тока, как правило, состоит из двух слоев: магнитного и немагнитного. Спиновый ток может детектироваться с помощью обратного спинового эффекта Холла (ISHE) в материале с сильным спин-орбитальным взаимодействием, путем преобразования в ток проводимости. Однако не только немагнитные металлы могут применяться в качестве ISHE детекторов спинового тока. В ряде работ было показано, что магнитные металлы, такие как пермаллой  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ , а также Fe, Co, Ni могут использоваться в качестве детекторов спинового тока [3–5].

Сверхрешетки  $(\text{TbCo}_2/\text{FeCo})_n$  (TCFC), содержащие элемент Tb с сильным спин-орбитальным взаимодействием (большой атомный вес  $Z = 159$ ), отличаются высокой температурой Кюри ( $T_C = 120^\circ\text{C}$ ), гигантской магнитострикцией, управляемой наведенной магнитной анизотропией и возможностью индуцировать спин-ориентационные переходы наложением магнитного

поля или упругих напряжений [6,7]. Все эти свойства TCFC позволяют надеяться, что эти пленки можно использовать для детектирования спинового тока с помощью обратного спинового эффекта Холла. Не исключено, что наличие ферромагнетизма в материале с сильным спин-орбитальным взаимодействием усилит величину детектируемого тока.

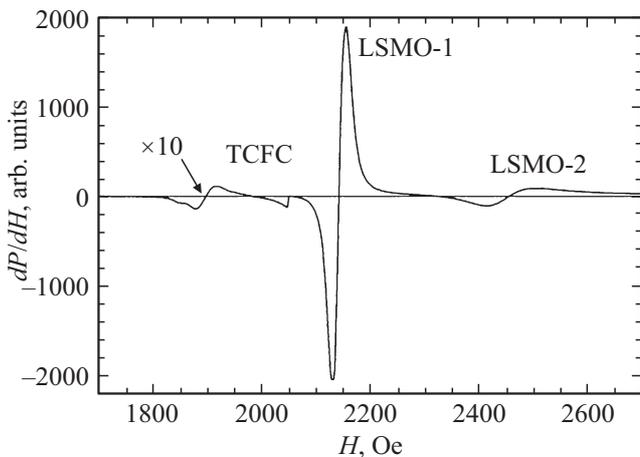
В свою очередь редкоземельные манганитовые перовскиты со структурой  $\text{Re}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{Re}$  — редкоземельные материалы типа La или Nd), а  $\text{A}$  — щелочноземельные металлы, такие как Sr, Ca, Ba) проявляют широкий спектр необычных электрических и магнитных свойств, включая высокую (до 100%) магнитную поляризацию, эффект колоссального магнитосопротивления и др. (см. обзоры [8,9]). Манганитные пленки, для которых температура Кюри  $T_C$  близка к комнатной температуре, особенно привлекательны для практического применения. Ряд исследований по возбуждению спинового тока ферромагнитным резонансом в структурах LSMO/ $N$  (LSMO —  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ , а  $N$  — нормальный металл, обычно платина) выполнен в работах [10,11]. В них отсутствуют данные о температурных зависимостях ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМП) при генерации спинового тока в ферромагнетиках и величине спиновой проводимости границы LSMO/Pt.

В настоящей работе исследованы магнитные свойства редкоземельных интерметаллических сверхрешеток, состоящих из обменно-связанных слоев  $(\text{TbCo}_2/\text{FeCo})_n$  и либо эпитаксиально выращенного манганита LSMO, либо эпитаксиальной пленки железо-иттриевого граната  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (YIG) с добавкой Bi. Основное внимание уделяется эффектам, связанным с возбуждением и генерацией спинового тока в структурах.

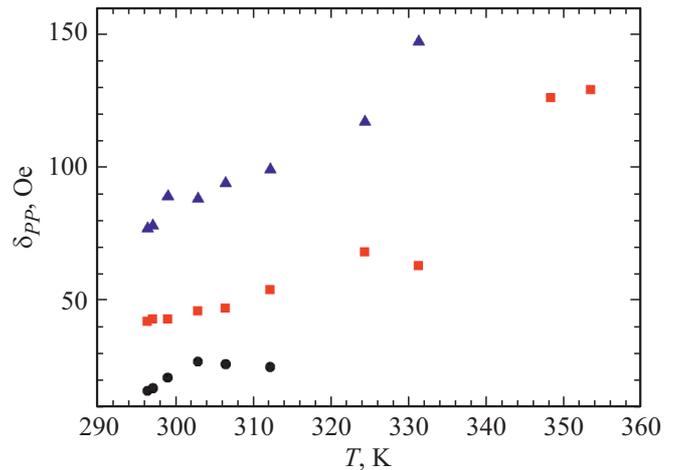
## 2. Ферромагнитный резонанс в TCFC/LSMO гетероструктуре

ФМР спектр колебаний в гетероструктуры TCFC/LSMO, представленный на рис. 1, был измерен на частоте  $\omega/2\pi = 9.74 \text{ GHz}$  при  $T = 300 \text{ K}$  с постоянным магнитным полем, лежащим в плоскости подложки и направленным вдоль оси легкого намагничивания TCFC. Видны три линии ФМР, которые соответствуют трем ферромагнитно упорядоченным спиновым системам. При этом LSMO пленки эпитаксиально выращивались с помощью магнетронного распыления при высокой температуре на подложке из  $\text{NdGaO}_3$  размером  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ , а TCFC сверхрешетки создавались последним магнетронным напылением слоев  $\text{TbCo}_2$  и  $\text{FeCo}$  в задающем анизотропию магнитном поле. TCFC сверхрешетка занимала лишь часть подложки.

Из температурных зависимостей резонансных полей этих трех линий было показано, что линия в области  $1900 \text{ Oe}$  на рис. 1 вызвана наличием TCFC сверхрешетки, которая имеет более высокую температуру Кюри, по сравнению с LSMO. Две другие линии относятся к LSMO пленке: LSMO-2 соответствует части LSMO пленки, лежащей под TCFC сверхструктурой, в то же время LSMO-1 относится к части LSMO пленки, не



**Рис. 1.** Спектр ферромагнитного резонанса для гетероструктуры TCFC/LSMO, измеренный при комнатной температуре и при направлении внешнего магнитного поля вдоль оси легкого намагничивания. Амплитуда низкополевой линии (ФМР от TCFC) увеличена в десять раз по сравнению с двумя другими линиями.



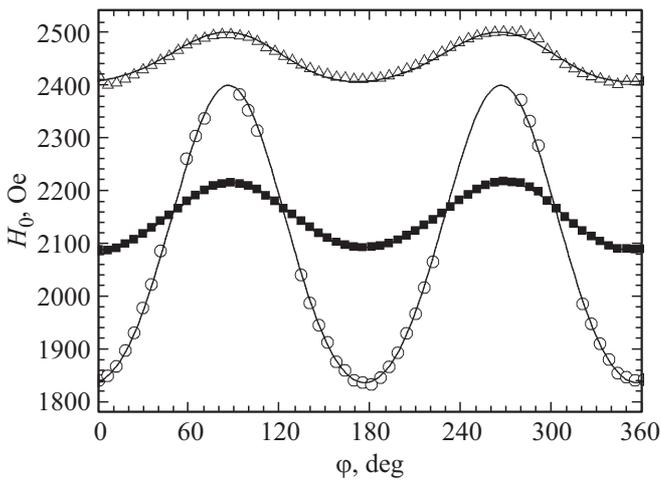
**Рис. 2.** Температурные зависимости ширин линий ФМР ( $\delta_{PP}$ ) при направлении внешнего магнитного поля вдоль оси трудного намагничивания для разных частей гетероструктуры. Треугольники и прямоугольники относятся к LSMO пленке, кружки — к TCFC.

покрытой TCFC пленкой. Число спинов электронов для пиков LSMO-1 и LSMO-2 определяется топологией образца (площадью покрытой TCFC и не покрытой частей подложки). Оценка числа спинов проводилась вычислением площади линии поглощения ФМР спектра.

Для пленок LSMO из ширины линии ФМР  $\delta_{PP} = 40 \text{ Oe}$  определялось затухание спиновой прецессии  $\alpha_0 = \delta_{PP}\gamma/\omega = 12 \cdot 10^{-3}$  при комнатной температуре.  $\delta_{PP}$  двух линий LSMO-1 и LSMO-2 пленки различаются на  $40\text{--}50 \text{ Oe}$ . Поскольку обе части LSMO-1 и LSMO-2 расположены на одной и той же подложке и имеют одинаковую кристаллическую структуру, наблюдаемая разность ширин линий ФМР скорее всего вызвана взаимодействием TCFC сверхрешетки и LSMO пленки. Увеличение затухания  $\alpha$  при напылении пленки TCFC на LSMO  $\alpha = \alpha_0 + \alpha'$  может возникнуть из-за протекания спинового тока через границу TCFC/LSMO [12]. При толщине пленки TCFC  $10 \text{ nm}$ , нанесенной на пленку LSMO параметр  $\alpha$ , при комнатной температуре увеличивается в два раза (см. рис. 2). Используя [13,14] можно вычислить спиновую проводимость в гетероструктуре TCFC/LSMO

$$g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M_s t_{\text{LSMO}}}{g\mu_B} \alpha', \quad (1)$$

где  $\gamma = 17.605 \cdot 10^6$  — гиромангнитное отношение для электрона,  $\omega = 2\pi \cdot 9.51 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$  — угловая частота,  $M_s = 300 \text{ Oe}$  — намагниченность пленки LSMO,  $t_{\text{LSMO}} = 40 \text{ nm}$  — толщина пленки LSMO,  $\mu_B = 9.274 \cdot 10^{-21} \text{ erg/G}$  — магнетон Бора,  $g = 2$  — фактор Ланде. При комнатной температуре получено увеличение ширины линии ФМР после напыления TCFC пленки  $\delta_{\text{TCFC/LSMO}} - \delta_{\text{LSMO}} = 40 \text{ Oe}$  и, следовательно,  $g_{\text{eff}} = 9.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ . Эта величина спиновой проводимости границы превышает значение  $g_{\text{eff}} = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$ ,



**Рис. 3.** Угловая зависимость резонансных полей трех линий ФМР гетероструктуры TCFC/LSMO. Сплошные линии — расчетные зависимости. Треугольники и прямоугольники относятся к LSMO пленке, кружки — TCFC.

полученное из измерений спинового тока на структурах Pt/LSMO с помощью обратного спинового эффекта Холла [15]. Для сравнения, для границ Ru/Pt было получено  $g_{\text{eff}} = 2.1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$  [16], а для YIG/Pt  $g_{\text{eff}} = 4.8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$  [17].

На рис. 2. показаны температурные зависимости ширины линий ФМР при направлении внешнего магнитного поля вдоль оси трудного намагничивания для разных частей гетероструктуры. Треугольники и прямоугольники относятся к LSMO-1 и LSMO-2 пленкам, соответственно, а кружки — к TCFC сверхрешетке. Видно, что ширины линий ФМР LSMO-1 и LSMO-2 пленок увеличиваются с увеличением температуры, причем в температурном диапазоне 300–320 К разность  $\delta_{\text{TCFC/LSMO}} - \delta_{\text{LSMO}}$  изменяется незначительно. Отметим, что в пленках LSMO наблюдается одноосная магнитная анизотропия, которая также приводит к анизотропии затухания. Поскольку магнитные анизотропии пленок LSMO-1 и LSMO-2 имеют одинаковую угловую зависимость (см. рис. 3), то при оценке спиновой проводимости  $g_{\text{eff}}$  необходимо использовать одно и то же направление внешнего магнитного поля.

Решение уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта дает два резонансных соотношения  $\omega(H_0)$ , описывающих ФМР в TCFC и LSMO-2 пленках с учетом одноосной и двухосной анизотропий. Эти соотношения аналогичны полученным в [18] для автономной LSMO пленки, выращенной на орторомбическую подложку (110)NdGaO<sub>3</sub>, вызывающую одноосную магнитную анизотропию [19]. Для учета магнитного взаимодействия в выражениях для резонансной частоты  $\omega(H_0)$  [19] величина  $H_0$  должна быть заменена на сумму двух членов  $H_{01} + H_{J1}$  и  $H_{02} + H_{J2}$  для LSMO-2 пленки и TCFC сверхрешетки соответственно. Здесь  $H_{01}$  и  $H_{02}$  — значения резонансных полей для LSMO-2 и TCFC, соответственно, а

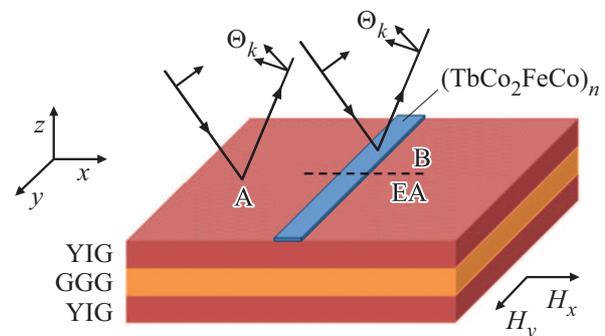
$H_{J1} = J/(M_1 d_1)$  и  $H_{J2} = J/(M_2 d_2)$  ( $d_1$  и  $d_2$  — толщины слоев LSMO и TCFC соответственно) дают эффективное межслойное обменное взаимодействие для LSMO-2 и TCFC пленок с константой взаимодействия  $J$ .

Для определения параметров структуры сначала вычисляется угловая зависимость ФМР отклика автономной LSMO пленки (LSMO-1) (рис. 3). Затем, используя величину намагниченности, полученную при подгонке зависимости резонансного поля от угла, вычисляется угловая зависимость  $H_0$  для LSMO-2 пленки. Потом определяется постоянная обменного взаимодействия  $J$ . Наконец, полученная величина  $J$  используется для вычисления угловой зависимости  $H_0$  для TCFC пленки и вычисления величины  $M_2$ . В результате полученные данные позволяют нам заключить, что граница раздела TCFC/LSMO может характеризоваться антиферромагнитным межслойным взаимодействием с постоянной  $J = -0.24 \text{ erg/cm}$ .

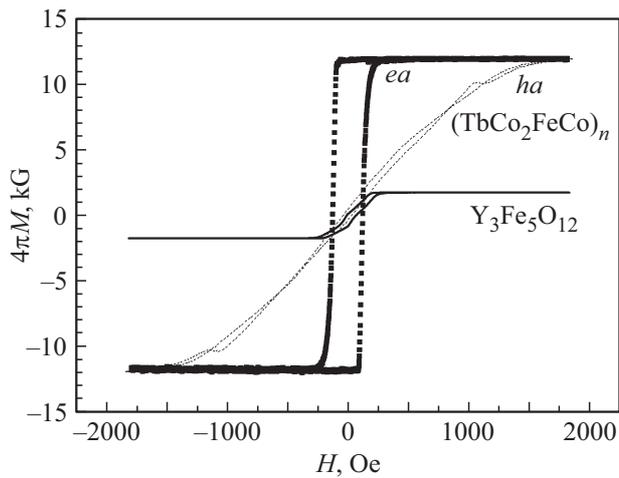
### 3. Спиновый ток в гетероструктуре TCFC/Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>

Пленки из железо-иттриевого граната YIG очень привлекательны для спинтронных структур из-за малого магнитного затухания и малой проводимости. Сообщалось, что спиновый ток может быть возбужден в пленке YIG, а продетектирован с помощью пленки пермаллоя [3–5].

Эпитаксиальная пленка допированного Вi граната Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (YIG) толщиной 4 μm выращивалась на подложке (111) Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (GGG). Поверх нее наносилась сверхрешетка интерметаллидов TCFC толщиной 30 nm, которая покрывала лишь часть подложки (см. рис. 4). Магнитные параметры гетероструктуры — коэрцитивная сила ( $H_C$ ) и поле насыщения ( $H_S$ ) — исследовались с помощью меридионального эффекта Керра [19]. Исследуемый образец размещался в зазоре электромагнита в направлениях намагничивания вдоль и поперек осей легкой ( $ea$ ) и трудной ( $ha$ ) магнитных осей слоя TCFC.



**Рис. 4.** Схематическое изображение исследования гетероструктуры в геометрии эффекта Керра. „А“ и „В“ указывают положение луча лазера при исследовании гетероструктуры TCFC/YIG и пленки YIG.



**Рис. 5.** Кривые намагничивания гетероструктуры TCFC/YIG и пленки YIG, снятые при направлении внешнего магнитного поля вдоль легкой и вдоль трудной осей намагничивания.

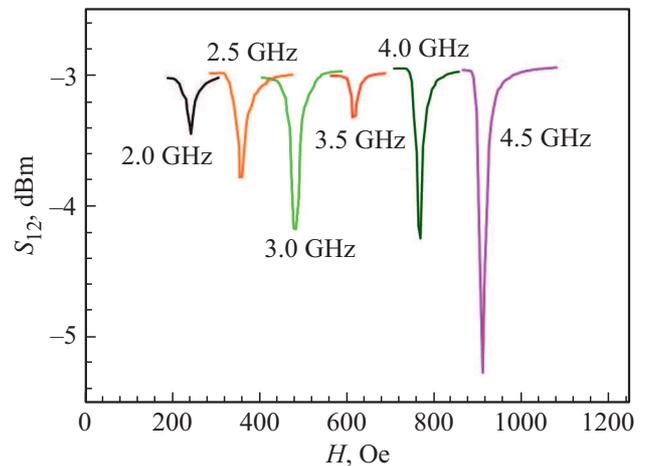
Измерения проводились при фокусировке луча лазера либо в точке „А“, либо „В“ (см. рис. 4), что соответствует измерениям либо пленки YIG, либо гетероструктуры TCFC/YIG.

На рис. 5 представлены зависимости магнитной индукции пленки YIG и гетероструктуры TCFC/YIG от магнитного поля, полученные с помощью эффекта Керра для двух направлений: вдоль трудной и вдоль легкой осей намагничивания. Измерения для гетероструктуры TCFC/YFO были проведены при положении пробного пучка лазера в положении В на рис. 4. При этом отсутствует влияние нижней пленки YIG на намагниченность гетероструктуры, так как лазерный луч экранируется проводящими токами, протекающими в TCFC пленке. Индукция насыщенных пленок YIG и TCFC были взяты из литературных данных [20,21]. Магнитооптический отклик от нижней пленки YIG измерялась при положении пучка в точке А (рис. 4). Видно, что поле насыщения гетероструктуры (реально пленки TCFC)  $H_S \approx 1500$  Oe значительно превышает поле насыщения YIG пленки  $H_S \approx 200$  Oe. При изменении направления внешнего магнитного поля четко наблюдается ярко выраженная анизотропия намагниченности TCFC пленки. В тоже время анизотропия намагниченности YFO пленки не была зарегистрирована.

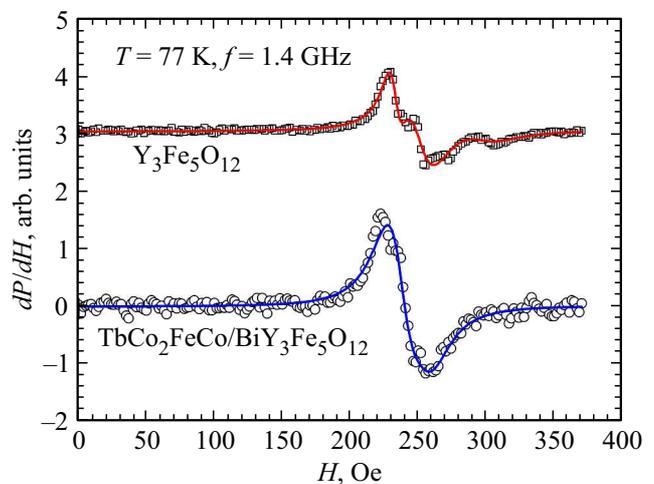
Ферромагнитный резонанс структуры измерялся с использованием полосковой линии в двух режимах: по регистрации внешнего сигнала с модуляцией по магнитному полю и с модуляцией по внешнему СВЧ сигналу, а также в режимах прохождения и отражения СВЧ задающего сигнала. Подложка с пленкой прижималась к полосковой линии. На рис. 6 представлены зависимости от магнитного поля коэффициента прохождения  $S_{12}$  полосковой линии с пленкой YIG на шести частотах внешнего воздействия. Видно, что при изменении частоты форма линии остается неизменной. Сильного

изменения ширины линии с частотой в измеренном диапазоне не было обнаружено. На частотах менее 1 ГГц линия поглощения не наблюдается вероятно из-за возникновения ферромагнитных доменов в YIG пленке.

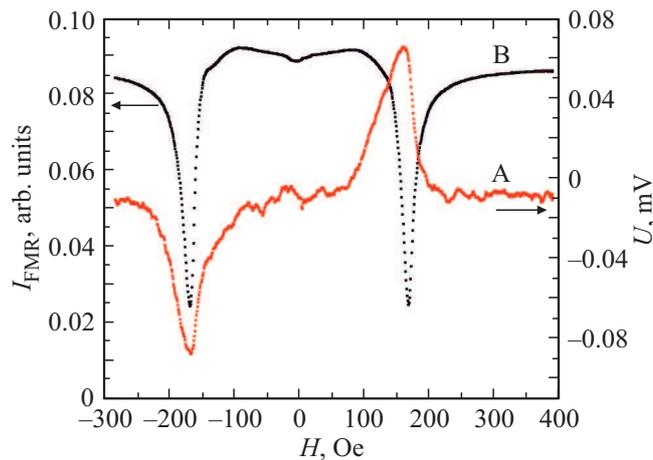
В режиме модуляции магнитного поля измеряется производная коэффициента отражения  $dP/dH$ . На рис. 7 представлены зависимости  $dP/dH(H)$  отдельно для пленки YIG и для гетероструктуры TCFC/YIG. ФМР спектр YIG пленки состоит из двух линий, которые были получены подгонкой спектра двумя лоренцевыми линиями. Две линии в ФМР спектре получаются, скорее всего, в процессе изготовления YIG пленки. Вблизи подложки сильнее сказывается кристаллографическое различие и качество пленки хуже (худшая неоднородность, меньшая намагниченность и большая ширина ФМР). Затем слои становятся более однородными и наружная часть пленки, с которой контактирует TCFC,



**Рис. 6.** Спектры ферромагнитного резонанса пленки (коэффициент прохождения  $S_{12}$ ) пленки YIG в режиме прохождения СВЧ излучения при шести частотах внешнего воздействия.



**Рис. 7.** Спектры ФМР ( $dP/dH$ ) пленки YIG (1) и гетероструктуры TCFC/YIG (2), снятые на отражение в режиме модуляции внешнего магнитного поля.  $f = 1.4$  GHz,  $T = 77$  K.



**Рис. 8.** Сигнал обратного спигового эффекта Холла, возникающий на TCFC/YIG гетероструктуре в режиме модуляции амплитуды внешнего СВЧ поля.

обладает лучшей однородностью. Поэтому для расчетов параметров спигового тока была выбрана линия ФМР с меньшим значением резонансного поля (больше намагниченность). Ширина ФМР линии под TCFC пленкой была выбрана для оценки спиговой проводимости границы TCFC/YIG, поскольку именно слой YIG, прилегающий к TCFC участвует в формировании спигового тока. Наблюдается уширение линии ФМР, вызванное наличием пленки TCFC поверх пленки YIG. Для пленок YIG затухание  $\alpha_0$  спиговой прецессии при азотной температуре можно определить из ширины линии, имеющей минимальное значение  $\delta_{pp} = 9$  Oe, что соответствует  $\alpha_0 = \Delta\delta_{pp}\gamma/\omega = 18 \cdot 10^{-3}$ . Используя [13,14], можно вычислить спиговую проводимость границы гетероструктуры TCFC/YIG по формуле (1) при  $\omega = 2\pi \cdot 1.4 \cdot 10^9$  s $^{-1}$ ,  $M_s = 138$  Oe (намагниченность пленки LSMO),  $t_{YIG} = 4 \mu\text{m}$  — толщина пленки YIG. При азотной температуре получено увеличение ширины линии ФМР после напыления TCFC на 10 Oe и, следовательно,  $g_{\text{eff}} = 7.5 \cdot 10^{21}$  m $^{-2}$ . Эта величина спиговой проводимости границы существенно выше  $g_{\text{eff}} = 9.7 \cdot 10^{19}$  m $^{-2}$ , полученной из измерений ширины линии ФМР гетероструктур TCFC/LSMO (см. раздел 2). Завышенное значение спиговой проводимости вероятно вызвано большим значением толщины YIG пленки  $t_{YIG} = 4 \mu\text{m}$ , которую мы использовали при расчете по формуле (1). В генерации спигового тока возможно участвует лишь верхняя часть пленки YIG.

На рис. 8 приведены результаты экспериментальных исследований обратного спигового эффекта Холла в гетероструктуре TCFC/YIG. На поверхности гетероструктуры формировались контактные площадки для измерения разности потенциалов, вызванной ISHE эффектом. Спиговый ток ( $J_s$ ) может детектироваться с помощью обратного спигового эффекта Холла в материале с сильным спин-орбитальным взаимодействием путем пре-

образования в ток проводимости  $J_c = \theta_{\text{SH}}(\hbar/2e)(J_s \cdot \sigma)$ , где  $\theta_{\text{SH}}$  — угол спигового эффекта Холла,  $\sigma$  — поляризация носителей. При изменении внешнего магнитного поля регистрировались разность потенциалов (ISHE) и интенсивность сигнала ФМР. На рис. 8 показан спектр ФМР пленки YIG, снятый в микрополосковой конфигурации на частоте 1615 MHz при  $T = 300$  K, мощности генератора 2 mW и магнитном поле, которое лежало в плоскости подложки и было направлено вдоль оси трудного намагничивания материала TCFC. При  $H = 169 \pm 0.2$  Oe наблюдается пик, вызванный ФМР в пленке YIG. Наблюдается небольшая асимметрия положения пика относительно изменения полярности магнитного поля. Полуширина пика равна 24 Oe. Второй пик, вызванный ферромагнитным слоем TCFC, не наблюдается из-за его малой толщины. На рис. 8 также показана полевая зависимость напряжения из-за обратного спигового эффекта Холла, измеренного на TCFC пленке. Наблюдается сильная асимметрия ISHE пика  $\sim 7$  Oe. Ширина ISHE пика — 60 Oe. При смене направления намагничивающего поля наблюдалась смена знака ISHE напряжения, величина которого доходила до 80  $\mu\text{V}$ .

#### 4. Заключение

Проведенные экспериментальные исследования магнитных свойств гетероструктуры, состоящей из эпитаксиально выращенного манганита LSMO, покрытого редкоземельной интерметаллической сверхрешеткой TCFC, показало, что магнитное взаимодействие в гетероструктуре имеет антиферромагнитный характер. Определена энергия обменного взаимодействия слоев в гетероструктуре. Наблюдается увеличение ширины линии ферромагнитного резонанса из-за протекания спигового тока через границу TCFC/LSMO. Из измерений ширины линии ферромагнитных резонансов в гетероструктурах TCFC/LSMO и TCFC/YIG оценены величины спиговой проводимости границ. Экспериментально наблюдалось электрическое напряжение, вызванное обратным спиновым эффектом Холла в пленке TCFC в условиях ферромагнитного резонанса в YIG.

#### Благодарности

Авторы благодарны К.И. Константиану, А.М. Петрику, В.Л. Преображенскому и А.В. Шадрину за полезное обсуждение полученных результатов и помощь при проведении исследований.

#### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана программой РФФИ, проектами 18-57-16001, 19-07-00143, 17-02-00145 и Международной лабораторией LEMAC-LICS.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M.I. Dyakonov, V.I. Perel. Phys. Lett. A **35**, 459 (1971).
- [2] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara. Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
- [3] B.F. Miao, S.Y. Huang, D. Qu, C.L. Chien. Phys. Rev. Lett. **111**, 066602 (2013).
- [4] P. Hyde, Bai Lihui, D.M.J. Kumar, B.W. Southern, C.-M. Hu, S.Y. Huang, B.F. Miao, C.L. Chien. Phys. Rev. B **89**, 180404(R) (2014).
- [5] F. Yang, P.C. Hammel. J. Phys. D **51**, 253001 (2018).
- [6] Y. Gall, J. Ben, F. Socha, N. Tiercelin, V. Preobrazhensky, P. Pernod. J. Appl. Phys. **87**, 5783 (2000).
- [7] E. Quandt, A. Ludwig, D.G. Lord, C.A. Faunce. J. Appl. Phys. **83**, 7267 (1998).
- [8] A.M. Haghiri-Cosnet, J.P. Renard. J. Phys. D **36**, R127 (2003).
- [9] Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, В.В. Устинов. Успехи физ. наук, **188**, 801 (2018).
- [10] G.Y. Luo, C.R. Chang, J.G. Lin. J. Appl. Phys. **115**, 17C508 (2014).
- [11] V.A. Atsarkin, B.V. Sorokin, I.V. Borisenko, V.V. Demidov, G.A. Ovsyannikov. J. Appl. Phys. D **49**, 125003 (2016).
- [12] Ya. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
- [13] G.Y. Luo, M. Belmeguenai, Y. Roussigne, C.R. Chang, J.G. Lin, S.M. Cherif. AIP Adv. **5**, 097148 (2015).
- [14] J.-C. Rojas-Sanchez, N. Reyren, P. Laczkowski, W. Savero, J.-P. Attane, C. Deranlot, M. Jamet, J.-M. George, L. Vila, H. Jaffrès. Phys. Rev. Lett. **112**, 106602 (2014).
- [15] V.A. Atsarkin, I.V. Borisenko, V.V. Demidov, T.A. Shaikhulov. J. Phys. D **51** 245002 (2018).
- [16] O. Mosendz, V. Vlaminck, J.E. Pearson, F.Y. Fradin, G.E.W. Bauer, S.D. Bader, A. Hoffmann. Phys. Rev. B **82**, 214403 (2010).
- [17] T.M. Rezende, R.L. Rodriguez-Suarez, M.M. Soares, L.H. Vilela-Le, D.L. Dominguez, A. Azeved. Appl. Phys. Lett. **102**, 012402 (2013).
- [18] V.V. Demidov, G.A. Ovsyannikov, A.M. Petrzhik, I.V. Borisenko, A.V. Shadrin, R. Gunnarsson. J. Appl. Phys. **113**, 163909 (2013).
- [19] Г.А. Овсянников, А.М. Петржик, И.В. Борисенко, А.А. Климов, Ю.А. Игнатов, В.В. Демидов, С.А. Никитов. ЖЭТФ **135**, 56 (2009).
- [20] В.Ф. Шкаръ, Е.И. Николаев, В.Н. Саяпин, А.И. Линник, В.П. Денисенков, А.М. Гришин, С.И. Харцев. ФТТ **47**, 1071 (2005).
- [21] A.S. Grishin, G.A. Ovsyannikov, A. Klimov, V.V. Demidov, K.Y. Constantinian, I.V. Borisenko, V.L. Preobrazhensky, N. Tiercelin, P. Pernod. J. Electron. Mater. **47**, 1595 (2018).

Редактор К.В. Емцев