

05,13

Частотная зависимость смешанной спиновой проводимости структур YIG|Pt при спиновой накачке ПМСВ

© Ю.В. Никулин^{1,2}, С.Л. Высоцкий^{1,2}, М.Е. Селезнев¹, А.В. Кожевников¹, В.К. Сахаров^{1,2}, Г.М. Дудко¹, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2,3,¶}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, Саратов, Россия

² Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

³ Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, Саратов, Россия

¶ E-mail: yuri.a.filimonov@gmail.com

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

В структурах YIG|Pt, изготовленных на основе эпитаксиальных пленок YIG толщиной 0,9, 4, 8, 14 и 18 μm , экспериментально исследована спиновая накачка бегущими поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ). Обнаружено, что на частотах, отвечающих сингулярностям ван Хове в плотности состояний спектра ПМСВ структуры, величина ЭДС, генерируемой за счет обратного спинового эффекта Холла, возрастает. Указанный рост связывается с ростом смешанной спиновой проводимости интерфейса YIG|Pt за счет увеличения эффективности электрон-магнонного рассеяния на частотах сингулярностей ван Хове в спектре спиновых волн.

Ключевые слова: спинтроника, спиновый транспорт, спиновые волны, плотность состояний магнонов.

DOI: 10.21883/FTT.2023.06.55652.10H

1. Введение

Слоистые магнитные структуры на основе пленок железоиттриевого граната ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, YIG) и пленок платины (Pt) рассматривают как одни из базовых для разработки чисто спиновых инфракрасных и коммуникационных технологий, в которых движущиеся заряды заменены динамическими объектами в виде когерентных и некогерентных спиновых волн (СВ) [1–8]. Благодаря обменному и спин-орбитальному взаимодействию электроны проводимости в металле оказываются связаны с локализованными спинами в магнитном диэлектрике. Такая связь позволяет за счет спинового эффекта Холла [9,10] преобразовать электрический ток в спиновую волну (спиновый ток) и далее ее конвертировать в электрический ток (детектировать) с помощью обратного спинового эффекта Холла [11]; осуществлять детектирование ферромагнитного резонанса [12], бегущих спиновых волн [13,14] а также результатов интерференции СВ [15]; генерировать когерентные СВ [16] и контролировать их распространение [17].

В качестве параметра, определяющего эффективность переноса спинового тока через интерфейс YIG|Pt, рассматривают величину смешанной спиновой проводимости $G^{\uparrow\downarrow}$, характеризующую различие в отражательной способности интерфейса по отношению к электронам с противоположными ориентациями спина [18]. Величина параметра $G^{\uparrow\downarrow}$ существенно зависит от качества интерфейса. Сообщалось, что выбором параметров технологического процесса, влияющих на шероховатость,

элементный состав и микроструктуру интерфейса, величина параметра $G^{\uparrow\downarrow}$ в структурах YIG|Pt может быть существенно увеличена [19–25].

С другой стороны, параметр $G^{\uparrow\downarrow}$ отражает эффективность электрон-магнонного рассеяния и определяется плотностью состояний как электронов, так и магнонов [26,27]. Ранее было показано, что внесение тонких проводящих слоев, приводящих к росту плотности состояний электронов на интерфейсе, сопровождается ростом спиновой проводимости $G^{\uparrow\downarrow}$ [28,29]. В настоящей работе экспериментально показано, что аналогичная связь параметра $G^{\uparrow\downarrow}$ с плотностью состояний СВ на интерфейсе YIG|Pt приводит к росту эффективности спиновой накачки поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ) на частотах сингулярностей ван Хове [30] в плотности состояний СВ.

2. Методика эксперимента и исследуемые структуры

Чтобы пояснить методику эксперимента, воспользуемся стандартным выражением для плотности состояний СВ в спектре структуры YIG|Pt [31]:

$$\eta(\omega) = \sum_k \left[e^{\beta\omega(k)} - 1 \right]^{-1}, \quad (1)$$

где $\beta = \hbar/k_B T$, а зависимость частоты $\omega(k)$ от волнового числа k считаем полученной для выбранной геометрии

намагничивания структуры во внешнем магнитном поле H и с учетом дипольного, обменного, магнитоупругого взаимодействий и полей магнитной анизотропии в объеме пленки YIG и при выполнении граничных условий на поля и намагниченность. Получить аналитическое выражение $\omega(k)$ при учете всех взаимодействий в пленке, не накладывая при этом каких-либо приближений, весьма сложно. В дипольном приближении характер частотной зависимости функции $\eta(\omega)$ в спектре СВ касательно намагниченной изотропной пленки анализировался в [32]. Было показано, что плотность состояний в спектре ПМСВ испытывает сингулярности ван Хове ($\eta(\omega) \rightarrow \infty$) [30] на частотах, отвечающих длинноволновой ($k \rightarrow 0$) и коротковолновой ($k \rightarrow \infty$) границам спектра, определяемых, соответственно, выражениями

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H \omega_m}, \quad \omega_s = \omega_H + \omega_m/2, \quad (2)$$

где $\omega_H = \gamma H$, $\omega_m = \gamma 4\pi M$, γ — гиромагнитное отношение в магнитной пленке, $4\pi M$ — намагниченность. В общем случае для поиска частот сингулярностей в плотности состояний удобно воспользоваться их соответствием частотам ω^* , на которых групповая скорость СВ $v_g(\omega^*) = \partial\omega/\partial k \rightarrow 0$ [30]. Применительно к ПМСВ в дополнение к частотам (2) частотам ω^* могут отвечать частоты ω_n резонансного взаимодействия ПМСВ с толщинными обменными модами YIG [33,34], которые можно записать в виде

$$\omega_n = \sqrt{(\omega_H + \omega_{ex})(\omega_H + \omega_{ex} + \omega_m)}, \quad (3)$$

где $\omega_{ex} = 2\gamma A Q^2/M$, $Q = \sqrt{k^2 + k_{\perp,n}^2}$ — полное волновое число, $k_{\perp,n} = \pi n/d$ — волновое число по толщине d пленки, n — номер моды, отвечающий числу полуволн по толщине, A — обменная жесткость.

С учетом положения частот $f^* = \omega^*/(2\pi)$ в спектре ПМСВ можно сформулировать требования к параметрам пленок YIG и методике эксперимента по спиновой накачке бегущими ПМСВ, при которых можно обнаружить корреляцию между $\eta(\omega)$ и спиновой проводимостью интерфейса YIG|Pt. Во-первых, необходимо обеспечить возбуждение ПМСВ во всей полосе частот $[f_0, f_s]$, что можно реализовать с помощью микрополосковых антенн шириной $w < d$ [31]. Во-вторых, желательно экспериментировать со структурами YIG|Pt на основе „толстых“ и „тонких“ пленок YIG, с точки зрения обеспечения условий резонансного взаимодействия дипольной ПМСВ с обменными модами [33–35]. При этом в качестве параметра, характеризующего величину смешанной спиновой проводимости интерфейса, будем рассматривать ЭДС $U(f)$, наводимую в Pt за счет обратного спинового эффекта Холла. Важно также отметить, что низкая вольт-ваттная чувствительность структур YIG|Pt ($S < 10^{-2}$ V/W) вынуждает экспериментировать при полях намагничивания $H > 2\pi M = 875$ Ое, когда трехмагнетонные процессы распада ПМСВ запрещены и не могут ограничивать мощность ПМСВ [36].

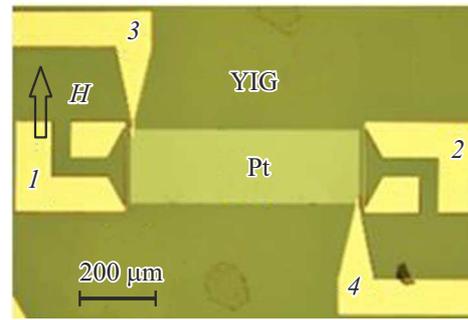


Рис. 1. Фотография макета ЛЗ на основе структуры YIG|Pt. Цифрами 1 и 2 обозначены микрополосковые антенны с контактными площадками для посадки микрозондов, 3 и 4 — контактные площадки к пленке Pt для измерения ЭДС.

В работе рассматриваются результаты, полученные при $H = 939$ Ое.

Экспериментально исследовалась спиновая накачка бегущими ПМСВ в макетах типа линии задержки (ЛЗ) на основе структур YIG|Pt, см. рис. 1. ЛЗ изготавливались с помощью методов магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления на основе эпитаксиальных пленок YIG толщиной $d = 0.9, 4, 8, 14$ и $18 \mu\text{m}$. При этом пленки толщиной $d = 8, 14$ и $18 \mu\text{m}$ считались „толстыми“, а пленки толщиной $d = 0.9$ и $4 \mu\text{m}$ — „тонкими“, так как в них наблюдались характерные для дипольно-обменных резонансов осцилляции прохождения ПМСВ через макет ЛЗ [34,35]. Пленки платины имели толщину $8\text{--}10$ nm, ширину $200 \mu\text{m}$ и длину $400\text{--}800 \mu\text{m}$. ПМСВ возбуждались и принимались медными антеннами длиной $250 \mu\text{m}$, шириной $w = 4 \mu\text{m}$ и толщиной 500 nm. Антенны вместе с контактными площадками (обозначены как 1 и 2 на рис. 1) для подсоединения СВЧ-микрозондов, а также контакты 3, 4 к Pt изготавливались методом взрывной литографии. Одновременно с макетами ЛЗ изготавливались холловские мостики, которые демонстрировали обусловленное спиновым эффектом Холла магнитосопротивление величиной $\sim 0.01\text{--}0.05\%$.

3. Результаты и обсуждение

Результаты, представленные на рис. 2, иллюстрируют характер частотных зависимостей коэффициента передачи сигнала ПМСВ $S_{12}(f)$, дисперсионной зависимости $k = k(f)$ и ЭДС $U(f)$ для случая структур на основе „толстых“ пленок YIG. Вертикальными пунктирными линиями на рис. 2 показано положение длинноволновой $f_0 = 4.43$ GHz и коротковолновой $f_s = 5.09$ GHz границ спектра дипольных ПМСВ, рассчитанных с помощью (2) при выбранном значении поля $H = 939$ Ое. Из рис. 2 можно видеть, что интервал частот, в котором наблюдается прохождение ПМСВ и генерация ЭДС, отвечает полосе частот существования дипольной ПМСВ Дэймона–Эшбаха, а измеренная зависимость

$k = k(f)$ практически совпадает с расчетом по формулам [32]. При этом в частотной зависимости ЭДС $U(f)$ можно выделить максимумы вблизи длинноволновой ($f_0 = 4.43$ GHz) и коротковолновой ($f_s = 5.09$ GHz)

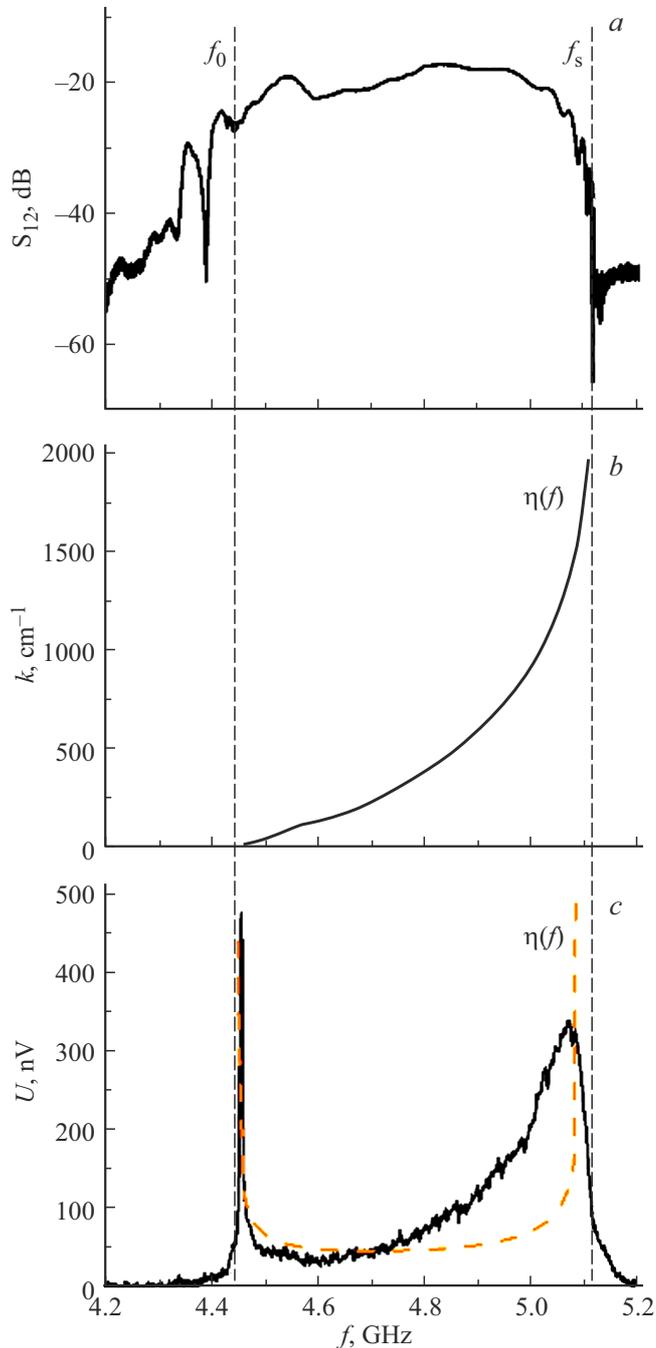


Рис. 2. Для структуры YIG|Pt на основе „толстой“ пленки с $d = 8 \mu\text{m}$, $H \approx 939$ Oe измеренные частотные зависимости: а) модуля коэффициента прохождения $S_{12}(f)$; б) волнового числа ПМСВ $k = k(f)$; в) сплошная линия — генерируемая ЭДС $U(f)$ при $P_{\text{in}} \approx -5$ dBm, пунктирная линия — расчет по формулам [32] функции плотности состояний в спектре ПМСВ $\eta(f)$. Вертикальные пунктирные линии показывают положение длинноволновой (f_0) и коротковолновой (f_s) границ спектра ПМСВ.

границ спектра, рис. 2, в, что указывает на рост эффективности электрон-магнетонного рассеяния на интерфейсе на этих частотах. Пунктирной кривой на рис. 2, в показан результат расчета зависимости $\eta(\omega)$ в спектре дипольных ПМСВ пленки ЖИГ для поля $H = 939$ Oe, выполненный по формулам [32]. Видно, что частоты $f_{0,s}$, на которых наблюдаются максимумы ЭДС, отвечают частотам сингулярностей в плотности состояний $\eta(\omega)$ в спектре дипольных ПМСВ.

Результаты, показанные на рис. 3, иллюстрируют особенности распространения, генерации ЭДС и спектра дипольно-обменных ПМСВ в структуре на основе „тонкой“ пленки YIG толщиной $d = 0.9 \mu\text{m}$. На рис. 3, а кривыми 1 и 2 соответственно показаны частотные зависимости коэффициента передачи $S_{12}(f)$ сигнала ПМСВ в макете ЛЗ на основе структуры YIG|Pt и пленки YIG. На частотах, выделенных звездочками на кривой 2, в зависимостях $S_{12}(f)$ видны характерные [34,35] узкие „провалы“, отражающие рост потерь ПМСВ за счет резонансного взаимодействия с обменными модами на частотах (3). Кривой 3 на рис. 3, а показана частотная зависимость ЭДС $U(f)$ при уровне падающей мощности $P_{\text{in}} = -5$ dBm. Видно, что на частотах дипольно-обменных резонансов в зависимости $U(f)$ наблюдаются осцилляции резонансного характера. Чтобы показать, что резонансному росту ЭДС на частотах (3) можно сопоставить сингулярности в плотности состояний СВ, обратимся к рис. 3, б, где приведены результаты численного расчета спектра дипольно-обменных волн, выполненные в бездиссипативном приближении в рамках подхода [33–35]. Из вставки к рис. 3, б можно видеть, что на резонансных частотах дисперсионные кривые дипольной и обменной волн расталкиваются, что ведет к появлению участков дисперсии, где $v_g \rightarrow 0$. При достаточно сильном затухании СВ расталкивание дисперсионных кривых исчезает, в законе дисперсии ПМСВ формируется аномальный участок, а потери ПМСВ резонансно растут [34,35]. При этом стандартный подход к вычислению групповой скорости может оказаться неприменим из-за невозможности пренебречь вкладом дисперсионного расплывания за время распространения сигнала между антеннами [37]. Однако сам факт резонансного роста потерь в эксперименте можно трактовать как уменьшение скорости распространения ПМСВ, что должно отражать рост плотности состояний СВ $\eta(f)$ на частотах f_n и сопровождаться ростом эффективности электрон-магнетонного рассеяния.

Чтобы показать, что генерируемая в структурах ЭДС обусловлена инжекцией спинового тока через интерфейс YIG|Pt, обратимся к рис. 4, где приведены зависимости $U(f)$ для структур на основе пленок $d = 8 \mu\text{m}$ и $d = 0.9 \mu\text{m}$, полученные при смене направления магнитного поля \mathbf{H} и/или направления распространения ПМСВ \mathbf{k} на противоположное. На рис. 4 кривые 1 и 4 отвечают направлению намагничивания, показанному стрелкой на рис. 1. При этом кривыми 1 показаны зависимости для случая, когда в качестве входной взята антенна 1 и ПМСВ распространяется вдоль границы

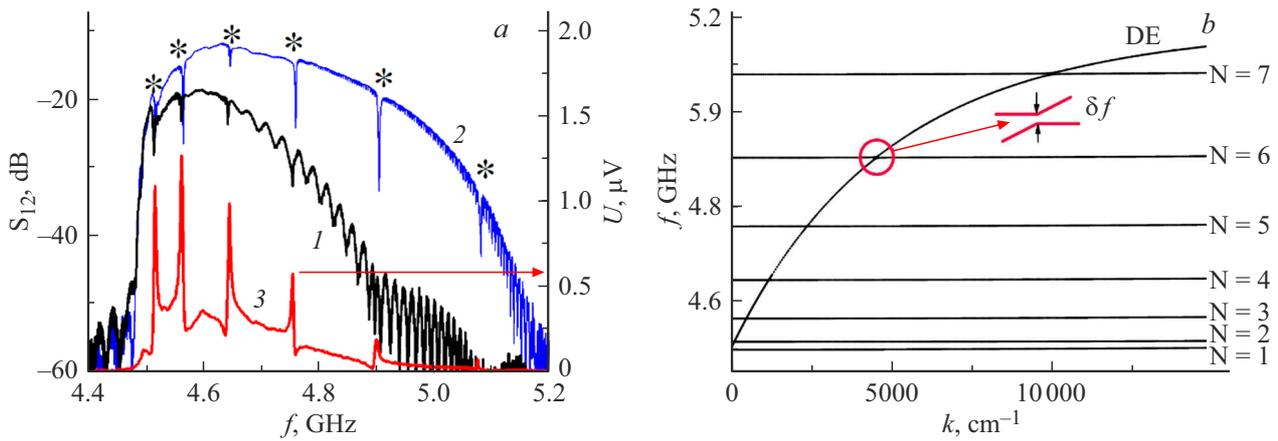


Рис. 3. Структура YIG|Pt на основе „тонкой“ пленки с $d = 0.9 \mu\text{m}$, $H \approx 939 \text{ Oe}$. *a*) Результаты измерений модуля коэффициента прохождения $S_{12}(f)$ в структуре YIG|Pt (кривая 1) и пленки YIG (кривая 2), где звездочками отмечены „провалы“, обусловленные резонансным взаимодействием ПМСВ с обменными модами номера n , см. рис. 3, *b*. Кривой 3 показана частотная зависимость генерируемой ЭДС $U(f)$ при $P_{\text{in}} \approx -5 \text{ dBm}$. *b*) Рассчитанный в рамках подхода [34–36] спектр дипольно-обменных ПМСВ в пленке ЖИГ. Номер n у горизонтальных кривых отвечает номеру обменной моды. Вставка к рисунку иллюстрирует характер расталкивания дисперсионных кривых в окрестности резонанса ПМСВ с обменной модой номера $n = 6$ и образование „щели“ $\delta f \approx 5 \text{ MHz}$ в спектре.

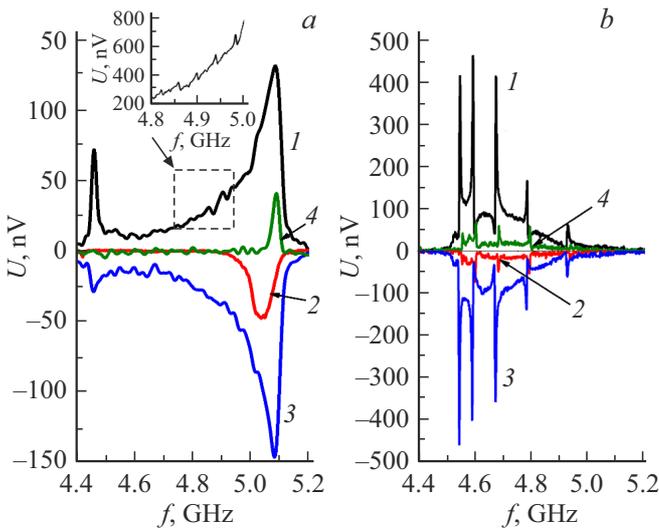


Рис. 4. Зависимости $U(f)$ для структур на основе пленок *a*) $d = 8 \mu\text{m}$ и *b*) $d = 0.9 \mu\text{m}$, полученные при смене направления магнитного поля \mathbf{H} и/или направления распространения ПМСВ \mathbf{k} на противоположное. Кривые 1, 4 и 2, 3 отвечают противоположным направлениям намагничивания. Кривые 1, 3 и 2, 4 отвечают распространению ПМСВ вдоль границ YIG|Pt и YIG|GGG соответственно.

YIG|Pt. Кривыми 4 показаны зависимости, когда антенна 2 возбуждает ПМСВ и волна прижата к границе пленки YIG с подложкой гадолиний-галлиевого граната (GGG).

Результаты, показанные на рис. 4 кривыми 2 и 3, получены при намагничивании структуры в направлении, противоположном показанному стрелкой на рис. 1. При этом кривые 3(2) отвечают случаю, когда в качестве

входной взята антенна 2(1) и ПМСВ распространяется вдоль границы YIG|Pt (YIG|GGG). Из результатов, представленных на рис. 4, следует, что знак генерируемой ЭДС определяется направлением магнитного поля, тогда как смена направления распространения ПМСВ при неизменном \mathbf{H} влияет на величину сигнала из-за неважности распространения ПМСВ.

На рис. 5 цифрами 1–5 показаны частотные зависимости ЭДС для структур YIG|Pt на основе пленок YIG толщиной $d = 18, 14, 8, 4$ и $0.9 \mu\text{m}$ соответственно. Можно видеть, что частоты, на которых наблюдаются максимумы в зависимостях $U(f)$, коррелируют с частотами сингулярностей ван Хове в плотности состояний СВ-спектра пленки. При этом следует отметить, что в структуре на основе пленки толщиной $d = 8 \mu\text{m}$ в частотной зависимости $U(f)$ в верхней части диапазона видны осцилляции на частотах дипольно-обменных резонансов, см. вставку к кривой 1 на рис. 4, *a*. Это показывает, что использованный здесь подход деления пленок YIG на „толстые“ и „тонкие“ на основе проявления в характеристиках распространяющейся ПМСВ дипольно-обменных резонансов применительно к спиновой накачке не подходит. Действительно, увеличение толщины пленки ЖИГ приводит лишь к исчезновению резонансных особенностей в спектре ПМСВ, но гибридация дипольной ПМСВ с обменными модами пленки, имеющими малую групповую скорость, сохраняется и проявляется, например, в виде радиационных обменных потерь ПМСВ [38,39]. Возможно, что именно с этим эффектом связано расхождение в характерах зависимостей измеренной ЭДС $U(f)$ и рассчитанной плотности состояний $\eta(f)$ на частотах вблизи коротковолновой границы спектра ПМСВ f_s на рис. 2.

При сопоставлении характера зависимостей $U(f)$ и $\eta(f)$ вблизи длинноволновой границы спектра ПМ-

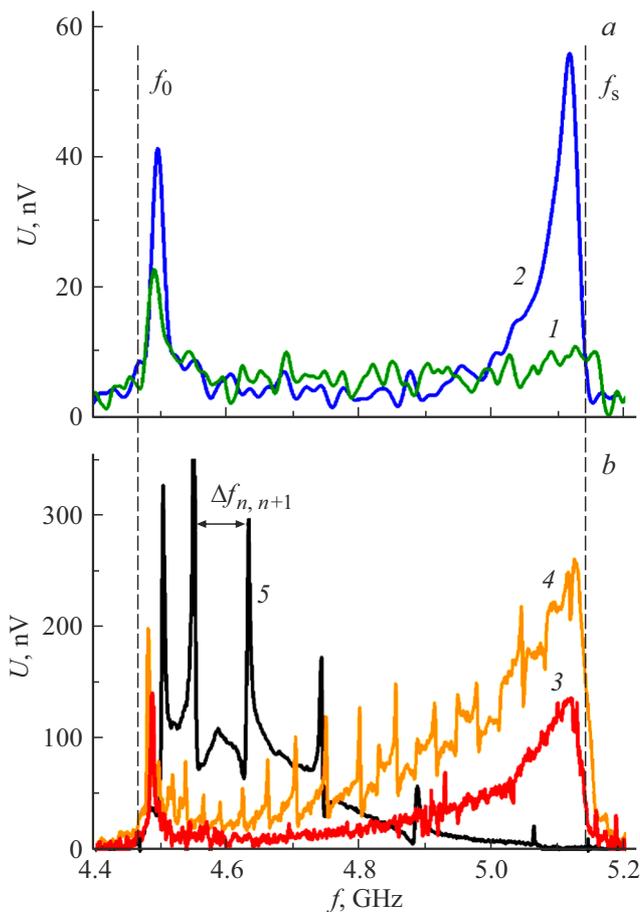


Рис. 5. Частотные зависимости ЭДС в структурах YIG|Pt на основе а) „толстых“ и б) „тонких“ пленок YIG. Цифры 1–5 отвечают структурам на основе пленок YIG толщиной $d = 18, 14, 8, 4$ и $0.9 \mu\text{m}$. На кривой 5 рис. б интервал $\Delta f_{n,n+1}$ между пиками ЭДС отвечает разности частот n -й и $n+1$ -й мод спин-волнового резонанса в ЖИГ. Падающая мощность $P = -5 \text{ dBm}$. Магнитное поле $H = 939 \text{ Oe}$. Частоты $f_{0,s}$ и вертикальные пунктирные линии показывают положение длинноволновой и коротковолновой границ спектра дипольной ПМСВ [33].

СВ f_0 необходимо учитывать, что поля магнитной анизотропии в окрестности f_0 могут приводить к появлению в спектре пленки анизотропных объемных магнитостатических волн (АОМСВ). В спектре таких АОМСВ могут формироваться сингулярности ван Хове на частотах, отличных от f_0 , что может заметно сказываться на характере частотной зависимости ЭДС $U(f)$ [36].

Необходимо отметить, что на спиновую проводимость интерфейса YIG|Pt оказывают влияние лишь те сингулярности ван Хове, для которых высокая плотность состояний в спектре СВ достигается именно вблизи интерфейса. В том случае, когда на частоте сингулярности в плотности состояний $\eta(f)$ СВ локализованы в объеме пленки YIG, их вклад в спиновую проводимость интерфейса будет мал. Примером сингулярности в плотности состояний, не дающей вклад в электрон-

магнетонное рассеяние, может являться частота „дна“ $\omega_{\text{bot}} = \omega_H + \omega_{\text{ex}}$ в спектре касательно намагниченной пленки [36].

4. Заключение

Таким образом, на примере спиновой накачки бегущими поверхностными магнитостатическими волнами в структурах YIG|Pt показана связь эффективности транспорта спинового тока через интерфейс с сингулярностями ван Хове в плотности состояний спектра спиновых волн на интерфейсе структуры. Рост спиновой проводимости обусловлен ростом эффективности электрон-магнетонного рассеяния на частотах сингулярностей. При этом следует отметить, что на частотах сингулярностей ван Хове одновременно с плотностью состояний должна увеличиваться эффективная масса магнетонов, что, в свою очередь, также может усиливать процесс рассеяния электронов [40].

Финансирование работы

Работа поддержана грантом РФФ 22-19-00500.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth. *Rev. Mod. Phys.* **87**, 4, 1213 (2015).
- [2] A. Chumak, V. Vasyuchka, A. Serga, V. Hillebrands. *Nature Phys.* **11**, 6, 453 (2015).
- [3] С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков, А.Н. Славин, Ю.Н. Барабаненков, С.А. Осокин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, Е.С. Павлов. *УФН* **185**, 10, 1099 (2015). [S.A. Nikitov, D.V. Kalyabin, I.V. Lisenkov, A.N. Slavin, Yu.N. Barabanenkov, S.A. Osokin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Yu.P. Sharaevsky, Yu.A. Filimonov, Yu.V. Khivintsev, S.L. Vysotsky, V.K. Sakharov, E.S. Pavlov. *Phys.–Usp.* **58**, 10, 1002 (2015).]
- [4] V.E. Demidov, S. Urazhdin, G. de Loubens, O. Klein, V. Cros, A. Anane, S.O. Demokritov. *Phys. Rep.* **673**, 23 (2017).
- [5] M. Althammer. *J. Phys. D* **51**, 31, 313001 (2018).
- [6] V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Anane, V. Cros, S.O. Demokritov. *J. Appl. Phys.* **127**, 17, 170901 (2020).
- [7] A. Brataas, B. van Wees, O. Klein, G. de Loubens, M. Viret. *Phys. Rep.* **885**, 20 (2020).
- [8] С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.В. Логунов, М.А. Морозова, С.А. Одинцов, С.А. Осокин, А.Ю. Шараевская, Ю.П. Шараевский, А.И. Кирилук. *УФН* **190**, 10, 1009 (2020). [S.A. Nikitov, A.R. Safin, D.V. Kalyabin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.V. Logunov, M.A. Morozova, S.A. Odintsov, S.A. Osokin, A.Yu. Sharaevskaya, Yu.P. Sharaevsky, A.I. Kirilyuk. *Phys.–Usp.* **190**, 10, 945 (2020).]

- [9] M.I. Dyakonov, V.I. Perel. Phys. Lett. A **35**, 6, 459 (1971).
- [10] J.E. Hirsch. Phys. Rev. Lett. **83**, 9, 1834 (1999).
- [11] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, E. Saitoh. Nature **464**, 7286, 262 (2010).
- [12] C.W. Sandweg, Y. Kajiwara, K. Ando, E. Saitoh, B. Hillebrands. Appl. Phys. Lett. **97**, 25, 252504 (2010).
- [13] A.V. Chumak, A.A. Serga, M.B. Jungfleisch, R. Neb, D.A. Bozhko, V.S. Tiberkevich, B. Hillebrands. Appl. Phys. Lett. **100**, 8, 082405 (2012).
- [14] M. Balinsky, M. Ranjbar, M. Haidar, P. Dürrenfeld, S. Khartsev, A. Slavin, J. Åkerman, R.K. Dumas. IEEE Magn. Lett. **6**, 3000604 (2015).
- [15] M. Balinskiy, H. Chiang, D. Gutierrez, A. Khitun. Appl. Phys. Lett. **118**, 24, 242402 (2021).
- [16] M. Collet, X. de Milly, O. d'Allivy Kelly, V.V. Naletov, R. Bernard, P. Bortolotti, J. Ben Youssef, V.E. Demidov, S.O. Demokritov, J.L. Prieto, M. Muñoz, V. Cros, A. Anane, G. de Loubens, O. Klein. Nature Commun **7**, 10377 (2016).
- [17] M. Evelt, V.E. Demidov, V. Bessonov, S.O. Demokritov, J.L. Prieto, M. Muñoz, J. Ben Youssef, V.V. Naletov, G. de Loubens, O. Klein, M. Collet, K. Garcia-Hernandez, P. Bortolotti, V. Cros, A. Anane. Appl. Phys. Lett. **108**, 17, 172406 (2016).
- [18] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. Lett. **88**, 11, 117601 (2002).
- [19] Z. Qiu, K. Ando, K. Uchida, Y. Kajiwara, R. Takahashi, H. Nakayama, T. An, Y. Fujikawa, E. Saitoh. Appl. Phys. Lett. **103**, 9, 092404 (2013).
- [20] Y. Saiga, K. Mizunuma, Y. Kono, J.C. Ryu, H. Ono, M. Kohda, E. Okuno. Appl. Phys. Express **7**, 9, 093001 (2014).
- [21] L. Liu, Y. Li, Y. Liu, T. Feng, J. Xu, X.R. Wang, D. Wu, P. Gao, J. Li. Phys. Rev. B **102**, 1, 014411 (2020).
- [22] D. Song, L. Ma, S. Zhou, J. Zhu. Appl. Phys. Lett. **107**, 4, 042401 (2015).
- [23] M.B. Jungfleisch, V. Lauer, R. Neb, A.V. Chumak, B. Hillebrands. Appl. Phys. Lett. **103**, 2, 022411 (2013). <https://doi.org/10.1063/1.4813315>
- [24] Y. Sun, H. Chang, M. Kabatek, Y.-Y. Song, Z. Wang, M. Jantz, W. Schneider, M. Wu, E. Montoya, B. Kardasz, B. Heinrich, S.G.E. Te Velthuis, H. Schultheiss, A.F. Hoffmann. Phys. Rev. Lett. **111**, 10, 106601 (2013).
- [25] A. Aqeel, I.J. Vera-Marun, B.J. van Wees, T.T.M. Palstra. J. Appl. Phys. **116**, 15, 153705 (2014).
- [26] S. Takahashi, E. Saitoh, S. Maekawa. J. Phys.: Conf. Ser. **200**, 062030 (2010).
- [27] E.G. Tveten, A. Brataas, Y. Tserkovnyak. Phys. Rev. B **92**, 18, 180412 (2015).
- [28] G. Li, H. Jin, Y. Wei, J. Wang. Phys. Rev. B **106**, 20, 205303 (2022).
- [29] V. Kalappattil, R. Geng, R. Das, M. Pham, H. Luong, T. Nguyen, A. Popescu, L.M. Woods, M. Kläui, H. Srikanth, M.H. Phan. Mater. Horiz. **7**, 5, 1413 (2020).
- [30] L. Van Hove. Phys. Rev. **89**, 6, 1189 (1953).
- [31] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Физматлит, М. (1994). 464 с.
- [32] R.W. Damon, J.R. Eshbach. J. Phys. Chem. Solids **19**, 3–4, 308 (1961).
- [33] R.E. De Wames, T. Wolfram. J. Appl. Phys. **41**, 3, 987 (1970).
- [34] Ю.В. Гуляев, А.С. Бугаев, П.Е. Зильберман, И.А. Игнатьев, А.Г. Коновалов, А.В. Луговской, А.М. Медников, Б.П. Нам, Е.И. Николаев. Письма в ЖЭТФ **30**, 600 (1979).
- [35] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.В. Луговской. ФТТ **23**, 4, 1136 (1981).
- [36] М.Е. Селезнёв, Ю.В. Никулин, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, А.В. Кожевников, В.К. Сахаров, Г.М. Дудко, Е.С. Павлов, Ю.А. Филимонов. Изв. вузов. ПНД **30**, 5, 617 (2022).
- [37] М.В. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. Теория волн. Наука, М. (1979). 384 с.
- [38] T. Wolfram, R.E. De Wames. Phys. Rev. B **1**, 11, 4358 (1970).
- [39] Г.Т. Казаков, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов. ФТТ **32**, 12, 3571 (1990).
- [40] Дж. Рейсленд. Физика фононов. Мир, М. (1975). 368 с. [J.A. Reissland. The Physics of Phonons. John Wiley & Sons, Ltd (1973).]

Редактор Е.В. Толстякова