

Спиновая накачка в структурах YIG/Pt: роль сингулярностей ван Хова

Ю. В. Никулин^{†*}, Ю. В. Хивинцев^{†*}, М. Е. Селезнев^{†*}, С. Л. Высоцкий^{†*}, В. К. Сахаров^{†*},
А. В. Кожевников[†], Г. М. Дудко[†], А. Г. Хитун[×], С. А. Никитов[°], Ю. А. Филимонов^{†*∇1)}

[†] Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 410019 Саратов, Россия

^{*} Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского,
410012 Саратов, Россия

[×] Department of Electrical and Computer Engineering, University of California – Riverside, 92521 Riverside, California, USA

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

[∇] Саратовский государственный технический университет имени Ю. А. Гагарина, 410054 Саратов, Россия

Поступила в редакцию 28 февраля 2024 г.

После переработки 28 марта 2024 г.

Принята к публикации 4 апреля 2024 г.

Экспериментально исследована спиновая накачка поверхностными и обратными объемными магнитостатическими волнами в структурах YIG/Pt. Показано, что на частотах, соответствующих сингулярностям ван Хова в плотности состояний спектра спиновых волн, происходит рост эффективности генерации спинового тока. Полученные результаты важны для разработки устройств магнонной спинтроники.

DOI: 10.31857/S1234567824090076, EDN: GXQELV

1. Введение. Перенос углового момента электрона в магнитных многослойных структурах играет центральную роль в физике и устройствах спинтроники. Значительный интерес с точки зрения создания энергоэффективных устройств представляют структуры на основе ферромагнитных диэлектриков и металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием, где токи углового момента или спиновые токи передаются спиновыми волнами (СВ) или магнонами [1–7]. В таких структурах обменное взаимодействие электронов проводимости со спинами, локализованными на границе диэлектрик-металл, и спин-орбитальное взаимодействие приводят к спин-зависимому электрон-магнонному рассеянию и транспорту спинового тока через границу раздела. В качестве одной из базовых структур диэлектрической магнонной спинтроники рассматриваются структуры на основе пленок железо-иттриевого граната ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG)) и платины (Pt) [1–6], что обусловлено рекордно низким затуханием СВ в YIG и достаточно большой величиной спинового угла Холла в Pt. В структурах YIG/Pt за счет спинового эффекта Холла [7] можно преобразовать электрический ток в Pt в спиновые волны в YIG [8, 9] и управлять

их распространением [10–12]. С другой стороны, благодаря обратному спиновому эффекту Холла (ISHE) можно обнаружить спиновый ток, инжектируемый в пленку Pt через границу раздела при спиновой накачке как некогерентными [8, 13–17], так и когерентными СВ при возбуждении ферромагнитного резонанса (ФМР) [18–22] или распространении [23–25] и интерференции [26] СВ.

Спиновый ток J_s , передаваемый через единицу площади интерфейса YIG/Pt, определяется разницей в отражательной способности интерфейса по отношению к электронам с противоположной ориентацией спинов в процессах электрон-магнонного рассеяния [27]. Величина J_s пропорциональна числу каналов рассеяния, которое определяется числом магнитных ионов Fe, обменно-связанных с электронами Pt на поверхности YIG, и определяется выбором параметров технологического процесса, влияющих на шероховатость, элементный состав и микроструктуру интерфейса [28–34]. С другой стороны, величина J_s отражает интенсивность процессов электрон-магнонного рассеяния в каждом из каналов и определяется параметрами взаимодействующих электронной и магнонной подсистем. В рамках подхода к описанию электрон-магнонного рассеяния в структурах YIG/Pt на основе *sd*-модели было показано

¹⁾ e-mail: yuri.a.filimonov@gmail.com

[35, 36], что одним из параметров магнонной подсистемы, определяющих спиновый ток J_s через интерфейс, является плотность состояний (DOS) в спектре спиновых волн $\rho(\omega)$:

$$J_s \sim \int \Omega(\omega) \cdot \rho(\omega) d(\omega), \quad (1)$$

где $\Omega(\omega)$ содержит статистический коэффициент, характеризующий распределение магнонов и электронов, и информацию о скоростях неупругих переходов с участием возбужденных магнонов на частоте ω . В экспериментах по спиновой накачке когерентными СВ связь между J_s и $\rho(\omega)$ может играть существенную роль для частот $f^*(f = \omega/(2\pi))$, на которых групповая скорость СВ $v_g(f^*) \rightarrow 0$, и в плотности состояний в спектре СВ $\rho(f)$ возникают сингулярности ван Хова (VHS) ($\rho(f^*) \rightarrow \infty$) [37]. При частоте накачки $f \approx f^*$ следует ожидать резонансного увеличения $J_s(f^*)$ и, как следствие, резонансного увеличения электродвижущей силы (ЭДС) $V(f^*)$, генерируемой за счет обратного спинового эффекта Холла ($V \sim J_s$). Цель данной работы состоит в экспериментальном исследовании частотных зависимостей $V(f)$ в структурах YIG/Pt при спиновой накачке дипольными магнитостатическими волнами (МСВ) и обнаружении корреляции зависимостей $V(f)$ и $\rho(f)$.

2. Методика эксперимента и образцы. Типичная геометрия эксперимента по спиновой накачке предполагает, что внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$ лежит в плоскости структуры. Спектр дипольных МСВ касательно намагниченной пленки YIG состоит из поверхностных (ПМСВ) и обратных объемных (ООМСВ) МСВ [38]. ООМСВ с волновым вектором $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$ занимают область частот $[f_H, f_0]$, где $f_0 = \sqrt{f_H^2 + f_H f_m}$, $f_H = \gamma H$, $f_m = \gamma 4\pi M$, γ и $4\pi M$, соответственно, гиромагнитное отношение и намагниченность YIG. ПМСВ при $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ занимают полосу частот $[f_0, f_s]$, где $f_s = f_H + f_m/2$. Частотные зависимости DOS в спектре ООМСВ $\rho_v(f)$ и ПМСВ $\rho_s(f)$ получены в работе [38] из анализа дисперсионных поверхностей $f = f(\mathbf{k})$ и могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} \rho_v(f) &= \frac{f f_m}{f_H \sqrt{f_0^2 - f^2}}, \\ \rho_s(f) &= \frac{f_H}{\sqrt{f^2 - f_0^2}} \times \\ &\times \frac{f_m}{\sqrt{2(f^2 - f_H^2) - f_H f_m - 2f \sqrt{f^2 - f_0^2}}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Плотность состояний в спектре ООМСВ имеет сингулярность на частоте f_0 ($\rho_v(f_0) \rightarrow \infty$) длинноволновой ($k \rightarrow 0$) границы спектра и отражает вы-

рождение по частоте мод дипольных ООМСВ с различным числом N полуволн по толщине d пленки и $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$.

В случае ПМСВ сингулярность в DOS достигается на частотах f_0 и f_s . Полюс при $f \rightarrow f_s$ соответствует коротковолновой ($k \rightarrow \infty$) границе спектра. Сингулярность при $f \rightarrow f_0$ отвечает ПМСВ с волновым вектором $\mathbf{k}$, составляющим с полем $\mathbf{H}$ угол $\Theta \rightarrow \Theta_c$, где $\Theta_c = \arcsin(\sqrt{H/(H + 4\pi M)})$ – угол отсечки ПМСВ и $\Theta \geq \Theta_c$ [38]. При $k \neq 0$ и $\Theta \rightarrow \Theta_c$ распределение магнитостатического потенциала Ψ по толщине пленки $\Psi = A e^{-k_z z} + B e^{k_z z}$, $k_z = k \sqrt{\sin^2 \Theta + \cos^2 \Theta \frac{f_H^2 - f^2}{f_0^2 - f^2}}$ и при $f \rightarrow f_0$ имеет поверхностный характер.

С учетом выражений для плотности состояний в спектре (2) подтверждением корреляции зависимостей $V(f)$ и $\rho(f)$ будет обнаружение в зависимости $V(f)$ при накачке ООМСВ максимума только вблизи f_0 , а в случае ПМСВ – двух максимумов на частотах f_0 и f_s . Реализация такого подхода возможна при выполнении ряда требований как к параметрам пленок YIG, так и к параметрам эксперимента. Во-первых, чтобы получить в пленках YIG зависимости $\rho(f)$ вида (2) необходимо минимизировать влияние неоднородного обмена на спектр дипольных МСВ [39–41]. Для этого между толщиной d пленок YIG и длиной свободного пробега обменной СВ l^{ex} [39] должно выполняться соотношение $2d > l^{\text{ex}}$, когда отсутствует многократный пробег СВ по толщине, приводящий к квантованию спектра обменных СВ и формированию дипольно-обменных резонансов [40, 41]. Для типичных эпитаксиальных пленок YIG со скоростью релаксации СВ $\epsilon = 3 \cdot 10^{-4}$ [1–6] условие $2d > l^{\text{ex}}$ выполняется при толщине $d \geq 8$ мкм [41, 42]. Важно отметить, что в толстых пленках YIG неоднородный обмен разрушает поверхностный характер и приводит к радиационным потерям ПМСВ [43, 44], которые при $k \geq 10^6 \text{ см}^{-1}$ делают время жизни ПМСВ на частоте f_s меньше периода волны [43].

Во-вторых, необходимо обеспечить возбуждение ПМСВ во всей полосе частот $[f_0, f_s]$, что реализуется при использовании полосковых микроантенн (МА) СВ шириной w меньше толщины d пленки YIG ($w < d$) [39]. Наконец, низкая вольт-ваттная чувствительность структур YIG/Pt ($< 10^{-2} \text{ В/Вт}$) [15, 19] вынуждает проводить эксперименты при значениях $H > 2\pi M = 875 \text{ Э}$, когда трехмагнонные процессы распада запрещены для ПМСВ во всем диапазоне частот $[f_0, f_s]$ и не могут ограничивать мощность ПМСВ [45, 46]. Поэтому в работе рассмотрены результаты, полученные при $H = 939 \text{ Э}$.

В наших экспериментах исследовалась спиновая накачка ПМСВ и ООМСВ в структурах на основе пластин размером 15×15 мм из пленок YIG, эпитаксиально выращенных на подложках гадолиний-галлиевого граната (GGG). На поверхности пластин методами магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления были сформированы пары полосковых МА с пленками Pt между ними, см. рис. 1. Каждый образец содержал набор структур YIG/Pt-МА с расстоянием между МА от 230 до 830 мкм и пленками Pt толщиной 4–10 нм, шириной 200 мкм и длиной от 200 до 800 мкм. МА с контактными площадками (обозначены на рис. 1 римскими I и II) для подключения сверхвысокочастотных (СВЧ) микрозондов, а также контакты к Pt изготавливались на одном технологическом этапе из меди толщиной 0.5 мкм. МА имели длину $l = 250$ мкм и ширину $w = 4$ мкм, что позволяет возбуждать СВ с $k \leq k^* = \pi/w \approx 7.8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ [39].

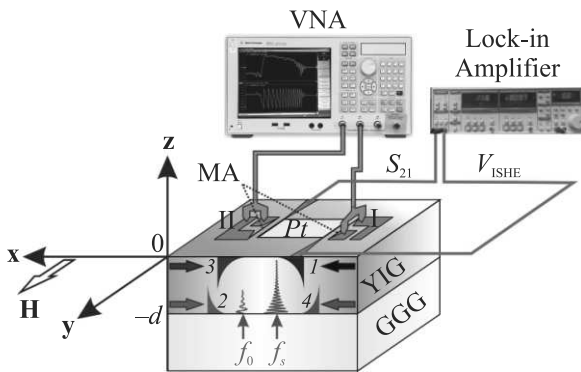


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема эксперимента и структура YIG/Pt. Римскими I и II показаны полосковые микроантенны (МА) с контактными площадками для СВЧ-зондов. На вставке цветом показан характер распределения намагнитченности и направление распространения дипольных ПМСВ, отвечающий кривым 1–4 на рис. 3с. Стрелкой в направлении оси y показано направление магнитного поля $\mathbf{H}$ в геометрии ПМСВ, тогда как для геометрии ООМСВ поле $\mathbf{H}$ ориентируется вдоль оси x

Образцы помещались в зазор электромагнита так, что касательное магнитное поле $\mathbf{H}$ было направлено вдоль или перпендикулярно МА, что отвечало, соответственно, возбуждению ПМСВ ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$) или ООМСВ ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$). Характеристики МСВ измерялись с помощью векторного анализатора цепей. Измерялись спектры передачи $S_{12}(f)$, коэффициент преобразования $K(f)$ падающей мощности P_{in} в мощность МСВ P и закон дисперсии $k = k(f)$. Частотные зависимости ЭДС $V(f)$ измерялись в режиме модуляции

падающей СВЧ-мощности P_{in} с частотой 11 кГц. Зависимости $V(f)$ сопоставлялись как с результатами расчета $\rho_{v,s}(f)$, так и с результатами измерений зависимостей $S_{12}(f)$, $k = k(f)$ и $K(f)$, поскольку мощность P [14–23] и волновое число k [14, 19, 25] СВ могут оказывать влияние на величину и характер частотной зависимости ЭДС.

Большинство экспериментов выполнено со структурами на основе пленок YIG, выращенных на подложках GGG с кристаллографической ориентацией (111) и толщиной $d = 8.8; 11; 14; 20$ и 41 мкм. Для выяснения влияния кристаллографической анизотропии YIG на характер зависимости $V(f)$ также была использована пленка $d = 16$ мкм, выращенная на подложке GGG с кристаллографической ориентацией (100). Оказалось, что для рассмотренных структур YIG/Pt ни выбор кристаллографической ориентации подложки, ни изменение толщины YIG не вносят принципиальных изменений в характер зависимостей $V(f)$. Ниже рассматриваются результаты для структур YIG(8.8 мкм)/Pt(8 нм)/GGG(111) и YIG(8.8 мкм)/Pt(4 нм)/GGG(111) с расстоянием L между МА $L = 230$ мкм.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение. На рисунках 2 и 3 для случаев ООМСВ и ПМСВ, соответственно, приведены результаты измерений частотных зависимостей $V(f)$, $S_{12}(f)$, $k = k(f)$ и $K(f)$ в структурах. Измерение ЭДС проводилось при $P_{\text{in}} = -5$ дБм. Зависимости $S_{12}(f)$, $k = k(f)$ и $K(f)$ получены при $P_{\text{in}} = -20$ дБм. Кривые 1 и 2 отвечают результатам измерений при возбуждении МСВ антенной I при направлении магнитного поля $\mathbf{H}$ и $-\mathbf{H}$, соответственно. При этом считается, что для случая ООМСВ (рис. 2) направление $\mathbf{H}$ совпадает с направлением оси x (см. рис. 1), а для случая ПМСВ (рис. 3) поле $\mathbf{H}$ направлено по оси y (см. рис. 1). Кривыми 3 и 4 на рис. 3с показаны зависимости $V(f)$ при возбуждении ПМСВ антенной II и при магнитном поле направленном, соответственно, против ($-\mathbf{H}$) и по ($\mathbf{H}$) направлению оси y . Вертикальными пунктирными линиями на рис. 2 и 3 показано положение частот $f_H = 2.63$ ГГц, $f_0 = 4.45$ ГГц и $f_s = 5.11$ ГГц, отвечающие границам спектра дипольных ООМСВ и ПМСВ при $H = 939$ Э, $\gamma = 2.8$ МГц/Э и эффективной намагнитченности YIG $4\pi M^{\text{ef}} = 1785$ Гс.

3.1. Геометрия ООМСВ. Из рисунков 2а и б можно видеть, что в структуре наблюдается распространение ООМСВ в полосе частот 2.9–4.45 ГГц, которая определяется диапазоном волновых чисел $k \leq k^*$, возбуждаемых МА, и достаточно близка к теоретической оценке интервала частот ООМСВ $[f_H, f_0]$.

Эффективность возбуждения достигает максимальных значений $K(f) \approx 0.23$ при $f \approx f_0$, что с учетом двунаправленности возбуждения ООМСВ отвечает при $P_{in} = -5$ дБм мощности ООМСВ накачки $P(f_0) = 0.5 \cdot P_{in} \cdot 0.23 \approx 32$ мкВт. С уменьшением частоты значения $K(f)$ снижаются и при отстройке частоты ООМСВ от f_0 на величину 300 МГц мощность ООМСВ падает на 50 % до значений $P \approx 16$ мкВт.

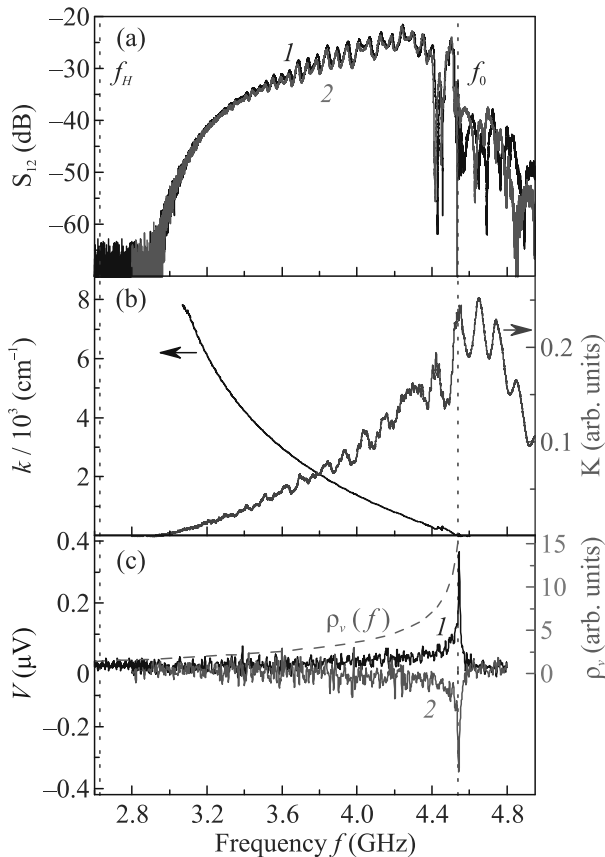


Рис. 2. (Цветной онлайн) Геометрия ООМСВ $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$, YIG(8.8 мкм)/Pt(4 нм)/GGG(111). Частотные зависимости: (а) – коэффициента передачи $S_{12}(f)$; (б) – волнового числа $k = k(f)$ и коэффициента преобразования $K(f)$ падающей мощности P_{in} в мощность ООМСВ $K(f)$; (с) – $V(f)$ для $P_{in} = -5$ дБм – сплошная линия и DOS $\rho_v(f)$, рассчитанная по формуле (2), – пунктирная линия. Кривые 1 и 2 соответствуют направлениям магнитного поля вдоль и против оси x на рис. 1

Из рисунка 2с видно, что сигнал ЭДС достигает максимального значения $V(f) \approx 366$ нВ вблизи частоты f_0 и спадает с понижением частоты до уровня шумового (~ 10 нВ) при отстройке от f_0 на величину ~ 300 МГц. В целом, из результатов измерений, представленных на рис. 2, следует, что характер частотной зависимости $V(f)$ не определяется мощностью или законом дисперсии распространяющихся в

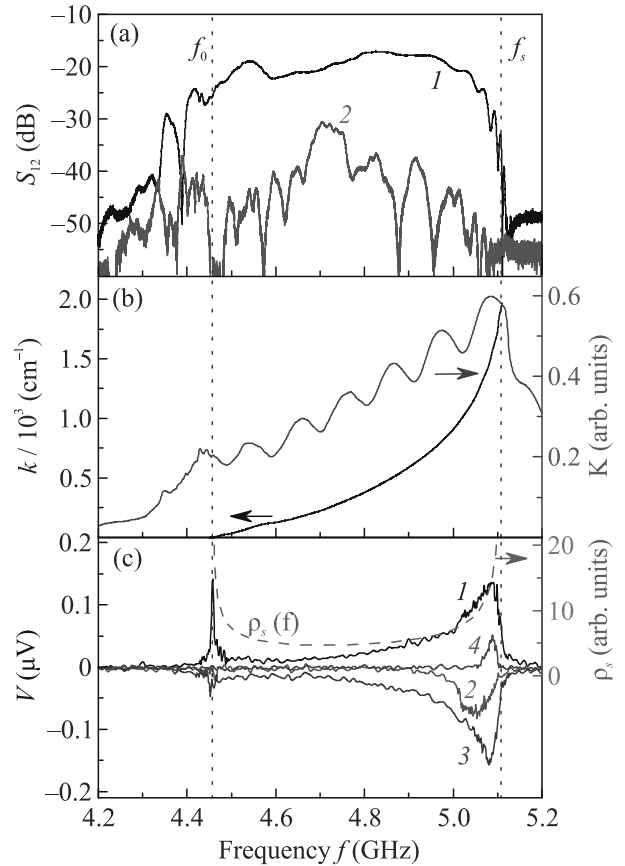


Рис. 3. (Цветной онлайн) Геометрия ПМСВ $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$, YIG(8.8 мкм)/Pt(8 нм)/GGG(111). Частотные зависимости: (а) – коэффициента передачи $S_{12}(f)$ для ПМСВ, распространяющейся по границам YIG/Pt (1) и YIG/GGG (2); (б) – волнового числа $k = k(f)$ и коэффициента $K(f)$ преобразования падающей мощности P_{in} в мощность ПМСВ; (с) – сплошные линии 1–4 $V(f)$ при $P_{in} = -5$ дБм, где кривые 1, 3 и 2, 4 получены при накачке ПМСВ, распространяющимися вдоль границ YIG/Pt и YIG/GGG соответственно, см. вставку к рис. 1. Штриховая линия расчет $\rho_s(f)$ по формуле (2). Вертикальные пунктирные линии показывают положение длинноволновой (f_0) и коротковолновой (f_s) границ спектра ПМСВ

структуре ООМСВ. С другой стороны, наличие максимума ЭДС на частоте сингулярности ван Хова f_0 и характер зависимости $V(f)$ согласуются с расчетом по формуле (2) зависимости $\rho_v(f)$, которая показана на рис. 2с штриховой линией. Следует отметить, что смена направления магнитного поля не меняет условия распространения ООМСВ, но приводит к смене знака $V(f)$ в соответствии с механизмом ISHE, см. кривые 1 и 2 на рис. 2а и с.

3.2. Геометрия ПМСВ. Результаты измерения зависимостей $S_{12}(f)$, $k = k(f)$, $K(f)$ и $V(f)$ при распространении ПМСВ в структуре приведены на

рис. 3. Можно видеть, что интервал частот, в котором наблюдается распространение ПМСВ соответствует теоретическому $[f_0, f_s]$. Распространение ПМСВ в структуре характеризуется невязимостью выше 10 дБ по всей полосе частот, что можно видеть из сравнения характеристик $S_{12}(f)$ при направлениях поля $\mathbf{H}$ и $-\mathbf{H}$, см. кривые 1 и 2 на рис. 3а. В этом случае зависимость $K(f)$ на рис. 3б с точностью не хуже 10 % характеризует преобразование P_{in} в мощность ПМСВ “прижатой” к поверхности YIG/Pt и демонстрирует рост значений от $K(f) \approx 0.2$ при $f \approx f_0$ до $K(f) \approx 0.6$ при $f \approx f_s$. Измеренная зависимость $k = k(f)$ на рис. 3б отвечает закону дисперсии ПМСВ с $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ [38]: $f^2 = f_s^2 - \frac{f_m^2}{4} e^{-2kd}$. Максимальному измеренному значению $k_{\text{max}} \approx 3290 \text{ см}^{-1}$ отвечает частота ПМСВ f , отстоящая от частоты f_s на $\delta f = f_s - f < 2 \text{ МГц}$. Из рисунка 3с видно, что зависимость $V(f)$ имеет максимумы вблизи частот f_0 и f_s , которые при $P_{\text{in}} = -5 \text{ дБм}$ составляют $V(f_0, f_s) \approx 140 \text{ нВ}$. Такое поведение $V(f)$ нельзя объяснить частотной зависимостью коэффициента $K(f)$, поскольку $K(f)$ не имеет особенностей на частотах $f \approx f_0$. Пунктирной кривой на рис. 3с показан расчет зависимости $\rho_s(f)$. Видно, что частоты $f_{0,s}$, на которых наблюдаются максимумы ЭДС, соответствуют частотам сингулярностей ван Хова в плотности состояний $\rho_s(f)$ в спектре дипольных ПМСВ. Поэтому следует предположить, что рост значений $V(f)$ на частотах f_0 и f_s отражает рост эффективности электрон-магнонного рассеяния на интерфейсе YIG/Pt.

Отметим, что в нашем случае из-за сильной невязимости распространения ПМСВ смена направления поля $\mathbf{H}$ или распространения волны (волнового вектора $\mathbf{k}$) оказывает заметное влияние на вид зависимости $V(f)$, см. кривые 1–4 на рис. 3с. Кривые 1 и 2 отвечают направлению $\mathbf{H}$, показанному стрелкой на рис. 1, а кривые 3 и 4 – направлению $-\mathbf{H}$. Кривые 1(3) получены, когда в качестве входной взята антенна I(II) и ПМСВ распространяется вдоль границы YIG/Pt, см. вставку к рис. 1. Кривые 2(4) отвечают случаю, когда антенна II(I) является входной и ПМСВ распространяется вдоль границы YIG/GGG. Из результатов, представленных на рис. 3с, следует, что знак генерируемой ЭДС в соответствии с механизмом ISHE определяется направлением $\mathbf{H}$, а изменение направления $\mathbf{k}$ влияет лишь на величину ЭДС из-за невязимости распространения ПМСВ. Отметим, что заметная разница значений $V(f \approx f_0)$ для кривых 1 и 3 может быть связана как с различием параметров антенн I и II, так и с неоднородностью поля $\mathbf{H}$ в зазоре электромагнита зондовой станции

и распределения магнитных параметров в плоскости структуры.

Из рисунков 2с и 3с можно видеть, что частоты, на которых зависимости $V(f)$ достигают максимальных значений, коррелируют с частотами сингулярностей в зависимостях $\rho_v(f)$ и $\rho_s(f)$. Однако результаты измерения ЭДС для случая ПМСВ требуют дополнительного обсуждения с точки зрения влияния эффектов гибридизации дипольной ПМСВ с обменными волнами и особенностей распространения ПМСВ на частотах $f \rightarrow f_s$. Действительно, реализовать спиновую накачку бегущими ПМСВ при $f \rightarrow f_s$ становится проблематично из-за экспоненциального роста пространственного декремента ПМСВ $k'' = \text{Im } k = \epsilon\omega/V_g$, вызванного падением групповой скорости $V_g(f) = \pi f_m^2 d \cdot e^{-2k(f)d}/(2f) \rightarrow 0$. В рассматриваемой структуре это не позволяет на выходной МА выделить из шумов сигнал, отвечающий ПМСВ с волновыми числами $k_{\text{max}} < k \leq k^*$. Кроме того, падение V_g сопровождается ростом амплитуды намагниченности ПМСВ $|\mathbf{m}|^2 \sim P/(V_g dl)$, что может приводить к развитию четырехмагнонных (4М) параметрических процессов [45, 46]. На рисунке 4а приведены результаты измерений $V(f)$ при различных уровнях P_{in} . На рисунке 4б для частот $f_0, f_1 = 4.92, f_2 = 5.05$ и $f_3 = 5.09 \text{ ГГц}$, положение которых показано пунктирными линиями на рис. 4а, приведены зависимости $V(f_i, P_{\text{in}})$, $i = 0, 1, 2, 3$. Можно видеть, что для частоты f_3 зависимость $V(P_{\text{in}})$ имеет нелинейный вид, отвечающий поведению мощности ПМСВ за порогом 4М неустойчивости [45].

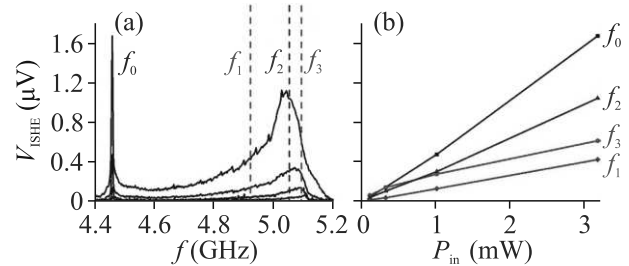


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости $V(f)$ при уровнях падающей мощности $P_{\text{in}} = -10; -5; 0; 5 \text{ дБм}$. (б) – Зависимости $V(f_i, P_{\text{in}})$, $i = 0, 1, 2, 3$, положение частот $f_{1,2,3}$, отмечено на рис. (а) пунктиром, $f_1 = 4.92, f_2 = 5.05$ и $f_3 = 5.09 \text{ ГГц}$

Более быстрый рост с частотой $V(f)$ по сравнению с $\rho_s(f)$ на частотах $f_0 < f < f_s$ на рис. 3с может объясняться гибридизацией дипольной ПМСВ с обменными волнами. Действительно, закон дисперсии СВ имеет вид [39–44] $f^2 = \tilde{f}_H^2 + \tilde{f}_H f_m$, где $\tilde{f}_H = f_H + f_{\text{ex}}$, $f_{\text{ex}} = f_m \alpha Q^2$, $\alpha = 3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ – обменная константа в YIG, $Q^2 = k^2 + k_{\perp}^2$, $k_{\perp}$ – про-

екция волнового числа Q на нормаль к пленке. Проекция групповой скорости СВ $\mathbf{v}_g = 2\pi \nabla_Q f$ на плоскость $v_g^{\parallel}(f)$ и нормаль $v_g^{\perp}(f)$ пленки можно записать в виде $v_g^{\parallel}(f) = 4\pi\alpha k f_m \beta$ и $v_g^{\perp}(f) = 4\pi\alpha k_{\perp} f_m \beta$, где $\beta = (\tilde{f}_{\text{ex}} + f_s)/f \sim 1$. При $k \rightarrow 0$ компонента $v_g^{\parallel}(f) \rightarrow 0$, что характерно для областей дисперсии с высокой DOS [37]. Эффективность гибридизации ПМСВ и обменных СВ $\sim \alpha k^2$ и увеличивается с ростом k [40–44]. При этом эффективность рассеяния электронов на таких дипольно-обменных ПМСВ на частотах $f_0 < f < f_s$ возрастает за счет гибридизации дипольной ПМСВ с обменными волнами, имеющими высокую DOS.

Еще одной особенностью геометрии ПМСВ является сильная непропорциональность изменения значений $V(f_0)$ и $V(f_s)$ при изменении направления $\mathbf{H}$, что можно видеть из сравнения $V(f_0)$ и $V(f_s)$ для кривых 1 и 2 (3 и 4) на рис. 3с. Мы полагаем, что эта особенность может объясняться возбуждением обменных СВ как за счет отмеченных выше эффектов гибридизации, так и за счет 4М параметрических процессов [45, 46] на частоте $f \approx f_s$. Действительно, при $f \approx f_0$ для обменных СВ справедливы следующие оценки: $k_{\perp} = \pi/d \approx 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, $v_g^{\perp}(f_0) < 7 \cdot 10^2 \text{ см/с}$, $d \gg l^{\text{ex}}(f_0) = v_g^{\perp}(f_0)/(2\pi f_0 \epsilon) \leq 1 \text{ мкм}$. При $f \approx f_s = 5.09 \text{ ГГц}$ $k_{\perp} \approx 50\pi/d \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $v_g^{\perp}(f_s) > 10^4 \text{ см/с}$ и $l^{\text{ex}} \approx 9 \text{ мкм} \sim d$. На вставке к рис. 1 две красные осциллирующие кривые иллюстрируют разницу в длинах свободного пробега обменных СВ на частотах $f \approx f_0$ и $f \approx f_s$. Поэтому СВ, характеризующиеся высокой DOS, на частотах $f \approx f_s$ способны добежать до границы YIG/Pt и принять участие в процессах электрон-магнонного рассеяния.

Проведенное выше сопоставление экспериментальных зависимостей $V(f)$ и рассчитанных с помощью (2) $\rho(f)$ не учитывает влияние магнитной анизотропии и неоднородности распределения магнитных параметров пленки YIG. Неоднородность эффективной намагниченности $4\pi M^{\text{ef}}$ по толщине пленки может существенно влиять на гибридизацию дипольной и обменной волн и приводить к появлению в объеме пленки “точек поворота”, отвечающих местам эффективной генерации СВ полем ПМСВ [47, 48]. Магнитная анизотропия в пленках YIG может приводить к появлению в спектре пленки в окрестности f_0 анизотропных объемных магнитостатических волн (АОМСВ) [49–51]. В спектре таких АОМСВ обменное взаимодействие может формировать области дисперсии, где $v_g(f) \rightarrow 0$ [50] и возникает сингулярность в DOS.

4. Заключение. Таким образом, на примере спиновой накачки бегущими МСВ в структурах YIG/Pt показана связь между эффективностью транспорта спинового тока через интерфейс и сингулярностями ван Хова в плотности состояний в спектре спиновых волн структуры. С помощью обратного спинового эффекта Холла показано, что на частотах сингулярностей ван Хова наблюдается рост спиновой проводимости интерфейса YIG/Pt, обусловленный увеличением эффективности электрон-магнонного рассеяния. Следует отметить, что на частотах сингулярностей ван Хова одновременно с плотностью состояний увеличивается эффективная масса магнонов [52], что способствует процессу рассеяния электронов [53]. Полученные результаты открывают новый подход к созданию спинтронных структур с эффективной накачкой спинового тока бегущими СВ через управление спектром СВ. Действительно, помимо частот f_0 и f_s в спектре СВ, сингулярности ван Хова могут формироваться на частотах f^* различных резонансных взаимодействий, приводящих к образованию дополнительных участков с $v_g(f^*) \rightarrow 0$ в законе дисперсии. Примером таких частот f^* могут быть частоты брэгговских резонансов [54], а также дипольно-обменных резонансов в одиночных [39–41] и обменно-связанных [55] пленках YIG. Кроме того, полученные результаты могут быть полезны для разработки структур спинтроники, в которых эффективный спиновый транспорт осуществляется СВ с необходимой частотой и длиной волны, что важно для миниатюризации устройств. Отметим также, что высокая чувствительность электрон-магнонного рассеяния к сингулярностям в плотности состояний аналогична фотон-магнонному рассеянию в методе спектроскопии Мандельштама–Бриллюэна [53, 56]. Однако механизм возникновения ЭДС связан со спин-волновыми возбуждениями, имеющими высокую плотность состояний на поверхности, тогда как интенсивность светорассеяния имеет интегральную характеристику по объему пленки. Кроме того, на спиновую проводимость интерфейса YIG/Pt влияют только те сингулярности в плотности состояний, для которых амплитуда намагниченности на интерфейсе достаточно велика. В случае, когда на частоте сингулярности ван Хова СВ локализованы в объеме пленки YIG, их вклад в спиновую проводимость интерфейса будет мал. Примером такой сингулярности может быть частота “дна” f_H в законе дисперсии основной моды ООМСВ, для которой на границах пленки амплитуда намагниченности $|\mathbf{m}| = 0$ [38] и в экспериментах по спиновой накачке параметрическими спиновыми волнами заселение “дна” спек-

тра не сопровождается резонансным ростом сигнала ЭДС [14].

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда по гранту 22-19-00500. Работа С. А. Никитова выполнялась в рамках государственного задания “Спинтроника”. Работа А. Хитуна частично поддержана Национальным научным фондом по гранту 2006290, Руководитель программы Доктор С. Басу и корпорацией Интел по гранту 008635 (Спин-волновой компьютеринг), Руководитель проекта – Доктор Д. Е. Никонов.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

1. A. A. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, *Nat. Phys.* **11**, 453 (2015).
2. V. E. Demidov, S. Urazhdin, G. de Loubens, O. Klein, V. Cros, A. Anane, and S. O. Demokritov, *Phys. Rep.* **673**, 23 (2017).
3. M. Althammer, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**, 313001 (2018).
4. V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. Anane, V. Cros, and S. O. Demokritov, *J. Appl. Phys.* **127**, 170901 (2020).
5. A. Brataas, B. van Wees, O. Klein, G. de Loubens, and M. Viret, *Phys. Rep.* **885**, 1 (2020).
6. 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. Кирилюк, *УФН* **190**, 1009 (2020).
7. J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
8. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nature* **464**, 262 (2010).
9. 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, and O. Klein, *Nat. Commun.* **7**, 10377 (2016).
10. Z. Wang, Y. Sun, M. Wu, V. Tiberkevich, and A. Slavin, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 146602 (2011).
11. E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, and S. M. Rezende, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 192511 (2011).
12. 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, and A. Anane, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 172406 (2016).
13. K.-I. Uchida, H. Adachi, T. Ota, H. Nakayama, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 172505 (2010).
14. C. W. Sandweg, Y. Kajiwara, A. V. Chumak, A. A. Serga, V. I. Vasyuchka, M. B. Jungfleisch, E. Saitoh, and B. Hillebrands, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 216601 (2011).
15. H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V. E. Demidov, D. Fang, A. J. Ferguson, and S. O. Demokritov, *Nat. Mater.* **10**, 660 (2011).
16. H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V. E. Demidov, D. Fang, A. J. Ferguson, and S. O. Demokritov, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 162502 (2011).
17. T. B. Noack, V. I. Vasyuchka, D. A. Bozhko, B. Heinz, P. Frey, B. Hillebrands, and A. A. Serga, *Phys. Status Solidi B* **256**, 1900121 (2019).
18. M. Agrawal, A. A. Serga, V. Lauer, E. Th. Papaioannou, B. Hillebrands, and V. I. Vasyuchka, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 092404 (2014).
19. C. W. Sandweg, Y. Kajiwara, K. Ando, E. Saitoh, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 252504 (2010).
20. V. Castel, N. Vlietstra, J. Ben Youssef, and B. J. van Wees, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 132414 (2012).
21. V. Castel, N. Vlietstra, B. J. van Wees, and J. Ben Youssef, *Phys. Rev. B* **86**, 134419 (2012).
22. M. B. Jungfleisch, A. V. Chumak, A. Kehlberger, V. Lauer, D. H. Kim, M. C. Onbasli, C. A. Ross, M. Klaui, and B. Hillebrands, *Phys. Rev. B*, **91**, 134407 (2015).
23. A. V. Chumak, A. A. Serga, M. B. Jungfleisch, R. Neb, D. A. Bozhko, V. S. Tiberkevich, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 082405 (2012).
24. O. d’Allivy Kelly, A. Anane, R. Bernard et al. (Collaboration), *Appl. Phys. Lett.* **103**, 082408 (2013).
25. M. Balinsky, M. Ranjbar, M. Haidar, P. Dürrenfeld, R. K. Dumas, S. Khartsev, A. Slavin, and J. Åkerman, *IEEE Magn. Lett.* **6**, 3000604 (2015).
26. M. Balinsky, H. Chiang, D. Gutierrez, and A. Khitun, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 242402 (2021).
27. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).
28. Z. Qiu, K. Ando, K. Uchida, Y. Kajiwara, R. Takahashi, H. Nakayama, T. An, Y. Fujikawa, and E. Saitoh, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 092404 (2013).
29. Y. Saiga, K. Mizunuma, Y. Kono, J. C. Ryu, H. Ono, M. Kohda, and E. Okuno, *Appl. Phys. Express* **7**, 093001 (2014).
30. L. Liu, Y. Li, Y. Liu, T. Feng, J. Xu, X. R. Wang, D. Wu, P. Gao, and J. Li, *Phys. Rev. B* **102**, 014411 (2020).
31. D. Song, L. Ma, S. Zhou, and J. Zhu, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 042401 (2015).
32. M. B. Jungfleisch, V. Lauer, R. Neb, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 022411 (2013).
33. 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, and A. Hoffmann, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 106601 (2013).
34. A. Aqeel, I. J. Vera-Marun, B. J. van Wees, and T. T. M. Palstra, *J. Appl. Phys.* **116**, 153705 (2014).

35. S. Takahashi, E. Saitoh, and S. Maekawa, J. Phys.: Conf. Ser. **200**, 062030 (2010).
36. E. G. Tveten, A. Brataas, and Y. Tserkovnyak, Phys. Rev. B **92**, 180412(R) (2015).
37. L. van Hove, Phys. Rev. **89**, 1189 (1953).
38. R. W. Damon and J. R. Eshbach, J. Phys. Chem. Solids, **19**, 308 (1961).
39. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Физматлит, М. (1994).
40. R. E. De Wames and T. Wolfram, J. Appl. Phys. **41**, 987 (1970).
41. 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**, 565 (1979).
42. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. В. Луговской, ФТТ **23**, 660 (1981).
43. T. Wolfram and R. E. De Wames, Phys. Rev. B **1**, 4358 (1970).
44. Г. Т. Казаков, А. Г. Сухарев, Ю. А. Филимонов, ФТТ **32**, 3571 (1990).
45. Г. Т. Казаков, А. В. Кожевников, Ю. А. Филимонов, ФТТ **39**(2), 330 (1997).
46. Г. Т. Казаков, А. В. Кожевников, Ю. А. Филимонов, ЖЭТФ **115**(1), 318 (1999).
47. П. Е. Зильберман, А. Г. Темиряев, М. П. Тихомирова, УФН **165**, 1219 (1995).
48. В. К. Сахаров, Ю. В. Хивинцев, Г. М. Дудко, А. С. Джумалиев, С. Л. Высоцкий, А. И. Стогний, Ю. А. Филимонов, ФТТ **64**, 1255 (2022).
49. R. Gieniusz and L. Smoczyński, J. Magn. Magn. Mat. **66**, 366 (1987).
50. B. A. Kalinikos, M. P. Kostylev, N. V. Kozhus, and A. N. Slavin, J. Phys. Condens. Matter **2**, 9861 (1990).
51. П. Е. Зильберман, В. М. Куликов, В. В. Тихонов, И. В. Шеин, ЖЭТФ **72**, 874 (1991).
52. В. Г. Барьяхтар, А. Г. Квирикадзе, В. А. Попов, ЖЭТФ **59**, 898 (1970).
53. J. A. Reissland, *The Physics of Phonons*, John Wiley & Sons, N.Y. (1973).
54. С. Л. Высоцкий, С. А. Никитов, Ю. А. Филимонов, ЖЭТФ **101**, 547 (2005).
55. S. Vysotskii, A. Kozhevnikov, M. Balinskiy, A. Khitun, and Y. Filimonov, J. Appl. Phys. **132**, 084504 (2022).
56. R. E. Camley, T. S. Rahman, and D. L. Mills, Phys. Rev. B **27**, 261 (1983).