

05,08

Влияние сингулярностей ван Хове на спиновую накачку в структуре магنونный кристалл/нормальный металл

© С.Л. Высоцкий^{1,2}, Ю.В. Никулин^{1,2}, Г.М. Дудко¹, В.К. Сахаров^{1,2}, А.В. Кожевников¹,
М.Е. Селезнев^{1,2}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, А.Г. Хитун³, С.А. Никитов⁴, Ю.А. Филимонов^{1,2,5,¶}

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

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

³ Department of Electrical and Computer Engineering, University of California—Riverside, Riverside, California, USA 92521

⁴ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

⁵ Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, Саратов, Россия

¶ E-mail: yuri.a.filimonov@gmail.com

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

С помощью обратного спинового эффекта Холла исследована спиновая накачка обратными объемными магнитостатическими волнами (ОМСВ) в структуре на основе магنونного кристалла из пленки железиттриевого граната и микрополоски Pt. Обнаружен резонансный рост сигнала ЭДС на частотах брэгговских резонансов (БР), что отражает рост эффективности спиновой накачки. Резонансное усиление спиновой накачки объясняется ростом эффективности электрон-магنونного рассеяния за счет формирования в спектре ОМСВ на частотах БР участков дисперсии с высокой плотностью состояний — сингулярностей ван Хове.

Ключевые слова: спиновая накачка, спиновые волны, плотность состояний, магنونный кристалл, структуры железиттриевый гранат/платина (YIG/Pt).

DOI: 10.61011/FTT.2024.07.58375.38NN

1. Введение

Магنونная диэлектрическая спинтроника — область спинтроники, связанная с устройствами и технологиями обработки информации, использующими спиновый ток, переносимый в магнитных диэлектриках (МД) спиновыми волнами (СВ) (или магнонами) [1–3]. В структурах на основе пленок МД и нормального металла (НМ) [4–13] обменное взаимодействие электронов проводимости со спинами магнитных ионов, локализованных на границе раздела МД/НМ, и спин-орбитальное взаимодействие приводят к спин-зависимому электрон-магنونному рассеянию и генерации спинового тока через границу раздела. Спиновый ток J_s , передаваемый через единицу площади поверхности, определяется разницей в отражательной способности интерфейса по отношению к электронам с противоположной ориентацией спинов в процессах электрон-магنونного рассеяния [14]. Величина J_s пропорциональна числу каналов рассеяния, которое определяется числом магнитных ионов, обменно-связанных с электронами НМ на поверхности МД, и определяется выбором параметров технологического процесса, влияющих на шероховатость, элементный состав и микроструктуру интерфейса [15–17].

С другой стороны, величина J_s отражает интенсивность процессов электрон-магنونного рассеяния в каждом из каналов и определяется параметрами взаимодействующих электронной и магنونной подсистем, в том числе плотностью состояний (ПС) электронов проводимости на уровне Ферми g_{el} и зависящей от частоты (ω) ПС магнонов $g(\omega)$ в спектре СВ структуры МД/НМ [18]:

$$J_s \sim \int g_{el} \cdot g(\omega) d\omega. \quad (1)$$

Из (1) следует, что для эффективной генерации J_s необходимо разрабатывать структуры и искать условия, обеспечивающие существование на интерфейсе МД/НМ сингулярностей ван Хове (СВХ) [19] как для электронов ($g_{el} \rightarrow \infty$), так и для магнонов ($g(\omega) \rightarrow \infty$).

Недавно было показано, что введение дополнительных проводящих слоев между пленками железиттриевого граната ($Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG)) и платины (Pt) может привести к увеличению ПС электронов g_{el} на границе раздела, что сопровождается увеличением J_s [20,21] и ростом сигнала электродвижущей силы (ЭДС), генерируемой за счет обратного спинового эффекта Холла (ISHE) V_{ISHE} ($V_{ISHE} \sim J_s$) [20]. Было также показано, что с помощью

электрического поля можно управлять плотностью состояний электронов на уровне Ферми в пленке Pt [22,23].

Для поиска условий эффективной спиновой накачки когерентными СВ удобно воспользоваться соответствием [19] частот СВХ в спектре пленки частотам, на которых групповая скорость СВ $V_g = \nabla_{\mathbf{k}}\omega(\mathbf{k}) \rightarrow 0$, где $\omega = \omega(\mathbf{k})$ — закон дисперсии СВ, \mathbf{k} — волновой вектор в плоскости пленки. Типичная геометрия эксперимента по спиновой накачке предполагает, что внешнее магнитное поле \mathbf{H} лежит в плоскости структуры [4–13]. Спектр дипольных магнитостатических волн (МСВ) касательно намагниченной пленки YIG состоит из поверхностной (ПМСВ) и обратной объемной (ООМСВ) МСВ [24]. ООМСВ с волновым вектором $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$ занимают область частот $[\omega_H, \omega_0]$, где $\omega_0 = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H\omega_m}$, $\omega_H = \gamma H$, $\omega_m = \gamma 4\pi M$, γ и $4\pi M$ гиромагнитное отношение и намагниченность YIG, соответственно. ПМСВ при $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ занимают полосу частот $[\omega_0, \omega_s]$, где $\omega_s = \omega_H + \omega_m/2$. Частотные зависимости ПС $g(\omega)$ в спектре ООМСВ и ПМСВ были получены в работе [24] и, для интересующей нас далее геометрии ООМСВ, зависимость $g(\omega)$ можно записать в виде

$$g(\omega) = \frac{\omega\omega_m}{\omega_H\sqrt{\omega_0^2 - \omega^2}}. \quad (2)$$

Плотность состояний $g(\omega)$ в спектре ООМСВ имеет сингулярность на частоте ω_0 ($g(\omega_0) \rightarrow \infty$), совпадающей с частотой однородного ФМР. Полюс при $\omega \rightarrow \omega_0$ функции $g(\omega)$ отражает вырождение по частоте мод дипольных ООМСВ с $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$. Эксперименты по спиновой накачке в структурах YIG/Pt дипольными ООМСВ показали, что характер частотной зависимости ЭДС $V_{\text{ISHE}}(f)$ ($f = \frac{\omega}{2\pi}$) коррелирует с выражением (2) и ЭДС достигает максимальных значений на частотах $f \approx f_0$ [25,26].

Цель настоящей работы — показать, что при спиновой накачке ООМСВ в структуре, составленной из пленки YIG, с вытравленной на поверхности периодической решеткой из канавок (магнетонном кристалле (МК)), контактирующей с микрополоской Pt, в зависимости $V_{\text{ISHE}}(f)$ появляются дополнительные максимумы на частотах брэгговских резонансов (БР) f_B .

Отметим, что распространение ООМСВ в МК на основе пленки YIG рассматривалось в работах [27–30]. Было обнаружено, что формирование на поверхности пленки YIG решетки из канавок с периодом Λ приводит на частотах f_B к появлению в спектре передачи ООМСВ полос режекции сигнала [27–30], а в законе дисперсии $k(f)$ участков аномальной дисперсии [30]. Эти особенности в распространении ООМСВ отражают существование запрещенных зон в спектре МК на частотах f_B . При этом на краях запрещенной зоны формируются участки дисперсии с $V_g \rightarrow 0$ [31–33], что является характерным признаком для СВХ. Нашей целью было показать, что в структуре МК-Pt рост эффективности спиновой накачки на частотах f_B связан

с ростом ПС состояний в области частот, отвечающих запрещенной зоне.

2. Описание эксперимента

Эксперименты выполнялись со структурой на основе пленки YIG, толщиной $d = 7.4 \mu\text{m}$, эффективной намагниченностью $4\pi M = 1860 \text{ G}$ и плоскостными размерами $6 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$. На всей поверхности пленки с помощью методов фотолитографии и ионного травления формировалась решетка из канавок шириной $w = 10 \mu\text{m}$, глубиной $\delta = 0.2 \mu\text{m}$, длиной 6 mm и периодом $\Lambda = 170 \mu\text{m}$. Затем с помощью фотолитографии и ионного травления на поверхности МК изготавливалась микрополоска Pt толщиной 4 nm , шириной $25 \mu\text{m}$, длиной 6 mm , см. вставку к рис. 1. Структура МК-Pt размещалась на медных полосковых антеннах длиной 5 mm и шириной $w = 40 \mu\text{m}$. При этом канавки были параллельны антеннам СВ. Расстояние между антеннами составляло $S = 5 \text{ mm}$. Контакты к микрополоске Pt изготавливались с помощью токопроводящей пасты. Макет помещался в зазор электромагнита, поле \mathbf{H} которого было направлено перпендикулярно антеннам СВ и вытравленным канавкам, что соответствует геометрии ООМСВ.

Характеристики ООМСВ измерялись с помощью векторного анализатора цепей. Изменялись спектры передачи $S_{21}(f)$ и коэффициент отражения $S_{22}(f)$ падающей мощности $P_{\text{in}} = -20 \text{ dBm}$. Частотные зависимости ЭДС $V_{\text{ISHE}}(f)$ измерялись в режиме модуляции падающей СВЧ-мощности $P_{\text{in}} = 7 \text{ dBm}$ с частотой 11 kHz .

Микромагнитное моделирование распространения ООМСВ в МК проводилось с помощью свободно распространяемой программы Object Oriented Micromagnetic Framework (OOMMF) [34], а постобработка полученных данных — аналогично [35]. Для расчетов бралась периодическая структура с параметрами идентичными экспериментальной. Бралась значения обменной жесткости — $A_{\text{ex}} = 3.5 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$ и параметра затухания СВ — $\alpha = 10^{-5}$. Длина образца бралась равной 64 периодам решетки и составляла 10.880 mm . Размер элементарной ячейки составлял $dx \times dy \times dz = 1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m} \times 0.2 \mu\text{m}$. Вдоль оси Oy применялись периодические граничные условия. Возбуждение ООМСВ осуществлялось импульсом поля, направленным по оси Oz :

$$h_{\text{in}} = A \cdot \text{sinc}(2\pi f_c [t - t_0]), \quad (3)$$

где $A = 100 \text{ A/m}$ — амплитуда импульса; $f_c = 5 \text{ GHz}$ — максимально возможная частота ООМСВ, возбуждаемых импульсом (3); t — время; $t_0 = 50 \text{ ns}$ — смещение по времени. Данный импульс прикладывался к области пленки шириной $\xi = 2 \mu\text{m}$, расположенной в центре образца ($x_{\text{in}} = 5440 \mu\text{m}$), рассматриваемой как входная антенна. В качестве выходной антенны рассматривался участок пленки шириной $\xi = 2 \mu\text{m}$, расположенный при $x_{\text{out}} = 2720 \mu\text{m}$.

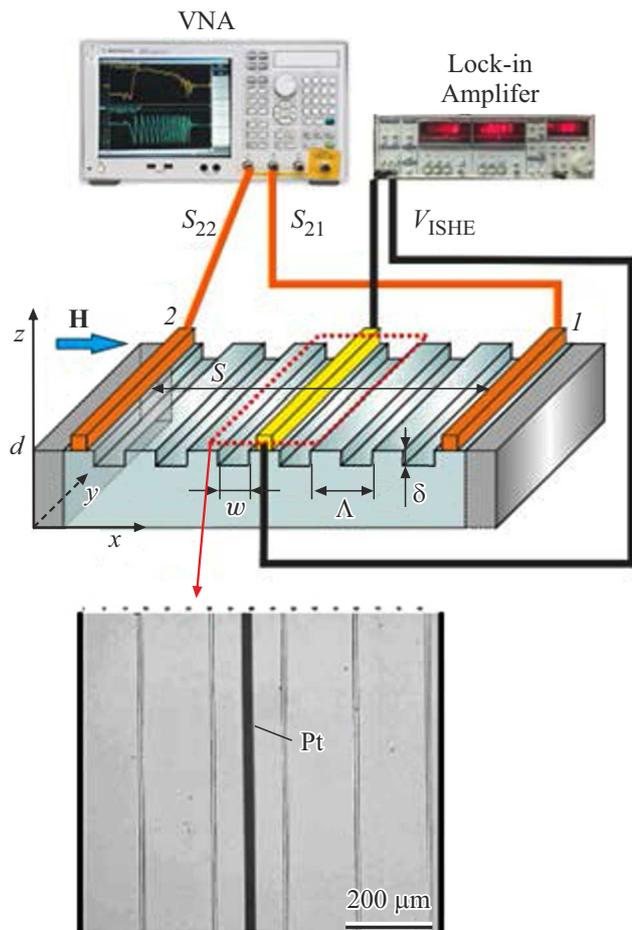


Рис. 1. Схема эксперимента и структура МК/Pt. На вставке фотография участка поверхности МК с микрополоской платины. Цифрами 1 и 2 показаны антенны СВ, подключенные к выходам векторного анализатора спектра.

Полученные распределения $4\pi M(x, y, z, t_i)$ по всей структуре и усредненный сигнал (полное поле) под входной антенной $h_{in}(t_i)$ и выходными антеннами $h_{out}(t_i)$ сохранялись каждые $t_i = 100$ ps в течении $1 \mu s$. Далее для построения карт дисперсионных характеристик $f = f(k)$ использовалось двумерное преобразование Фурье по времени и пространству от набора $4\pi M(x, t_i)$ (по y и z проводилось усреднение).

Для анализа распространения ООМСВ в структуре, показанной на рис. 1, проводился расчет амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) „линий задержки“, образованных „входной“ (2) и „выходной“ (1) антеннами. При этом АЧХ коэффициента прохождения $S_{12}(f)$ рассчитывалась как [36]:

$$S_{12} = 20 \lg(\text{FFT}[h_{out}]/\text{FFT}[h_{in}]), \quad (4)$$

где $\text{FFT}[h_{in}]$ и $\text{FFT}[h_{out}]$ — амплитуды Фурье-преобразования от временных реализаций $h_{in}(t)$ и $h_{out}(t)$, соответственно.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 2 приведены результаты измерения частотных зависимостей спектра передачи ООМСВ $S_{12}(f)$ и коэффициента отражения $S_{22}(f)$ структуры и ЭДС $V_{ISHE}(f)$ при значении поля подмагничивания $H = 620$ Ое. Можно видеть, что в зависимостях $S_{12}(f)$ и $S_{22}(f)$ наблюдаются резонансные особенности, которые в исходной пленке YIG отсутствуют, см. кривые 1 и 2 на рис. 2, a, b. Для наглядности частоты резонансных особенностей выделены на рис. 2 вертикальными пунктирными линиями. Звездочками выделены резонансные особенности, которым отвечают частоты $f_{B1} \approx 3355$; $f_{B2} \approx 3275$; $f_{B3} \approx 3198$; $f_{B4} \approx 3130$ MHz и волновые вектора $k_{B1} \approx 184$; $k_{B2} \approx 368$; $k_{B3} \approx 550$; $k_{B4} \approx 736$ cm^{-1} . Полученные значения k_{Bn} отвечают критерию для БР:

$$\mathbf{k}^+ + \mathbf{k}^- = n\mathbf{Q}, \quad (5)$$

\mathbf{k}^+ и \mathbf{k}^- — волновые вектора падающей и отраженной волн, $\mathbf{Q} = \frac{2\pi}{\Lambda} \mathbf{e}$ — волновой вектор решетки, \mathbf{e} — единичный вектор направленный по оси решетки, n — порядок брэгговского отражения.

В частотной зависимости ЭДС $V_{ISHE}(f)$ на частотах $f > 3.2$ GHz отмеченным резонансным особенностям в

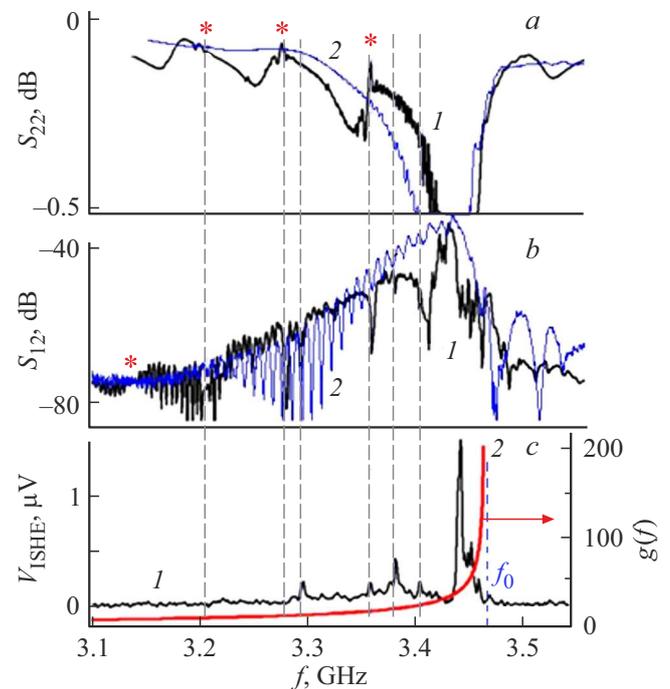


Рис. 2. Частотные зависимости: a) коэффициента отражения $S_{22}(f)$ в МК (кривая 1) и исходной пленке YIG (кривая 2); b) спектра передачи ООМСВ $S_{12}(f)$ в МК (1) и пленке YIG (2); c) ЭДС $V_{ISHE}(f)$ — кривая 1 и расчет плотности состояний $g(f)$ в спектре ООМСВ в пленке YIG по формуле (2) — кривая 2. Магнитное поле $H = 620$ Ое. Положение частоты f_0 отмечено на рис. 2, c вертикальным пунктиром. Звездочками отмечены частоты БР основной моды ООМСВ.

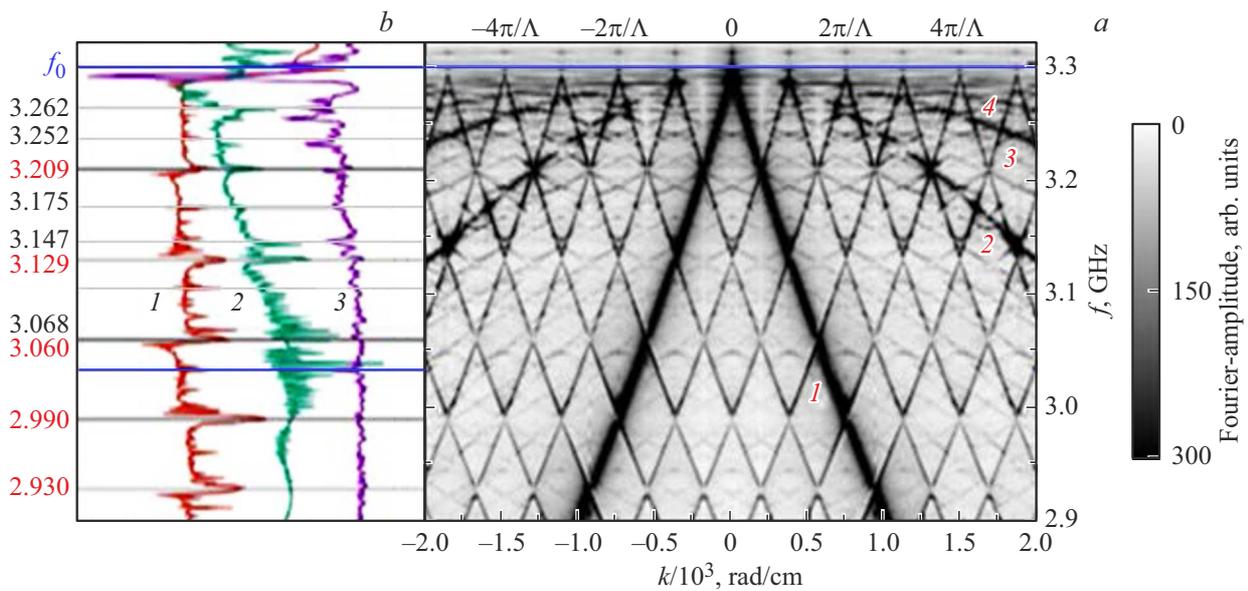


Рис. 3. (а) Результаты микромагнитного моделирования спектра ООМСВ в МК на основе пленки YIG с параметрами $d = 7.4 \mu\text{m}$, $4\pi M = 1850 \text{ G}$, обменная жесткость — $A_{\text{ex}} = 3.5 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$, параметр затухания СВ — $\alpha = 10^{-5}$, ширина канавок $w = 10 \mu\text{m}$, глубина $\delta = 0.2 \mu\text{m}$, период $\Lambda = 170 \mu\text{m}$, длина 10.88 мм. Магнитное поле $H = 590 \text{ Oe}$. Цифрами 1–4 показаны номера наиболее интенсивных мод ООМСВ, дисперсионные кривые которых отвечает исходной пленке YIG. (б) Цифрами 1 и 2 обозначены соответственно, рассчитанная по выражению (4) и экспериментальная частотные зависимости коэффициента прохождения ООМСВ $S_{12}(f)$. Кривая 3 экспериментальная зависимость ЭДС $V_{\text{ISHE}}(f)$. Горизонтальные линии с указанием частоты (GHz) ООМСВ на кривых 1–3 показывают соответствие рассчитанных и обнаруженных в эксперименте резонансных особенностей частотам БР, для различных мод ООМСВ на рис. 3, а.

характеристиках $S_{12}(f)$ и $S_{22}(f)$ можно сопоставить резонансные пики. Амплитуда резонансных пиков в зависимости $V_{\text{ISHE}}(f)$ немонотонно меняется с частотой ООМСВ. Сигнал ЭДС на частотах $f < 3.2 \text{ GHz}$ падает до шумового уровня $\sim 10 \text{ nV}$, что можно связать в данном случае с низкой эффективностью возбуждения ООМСВ используемыми антеннами, а также быстрым спаданием ПС в спектре ООМСВ, см. кривую 2 на рис. 2, с. Отмеченные особенности в зависимостях $S_{12}(f)$, $S_{22}(f)$ и $V_{\text{ISHE}}(f)$ сохранялись при изменении поля подмагничивания, при этом частоты, на которых они наблюдались смещались вместе с полосой возбуждения ООМСВ.

Чтобы выяснить механизм формирования максимумов в зависимости $V_{\text{ISHE}}(f)$ обратимся к результатам микромагнитного моделирования спектра $f(k)$ и расчета с помощью (4) частотной зависимости спектра передачи $S_{12}(f)$ ООМСВ в МК, показанных на рис. 3, а и б соответственно. На рис. 3, б кроме рассчитанной частотной зависимости $S_{12}(f)$, показанной кривой 1, приведены экспериментальные зависимости $S_{12}(f)$ и $V_{\text{ISHE}}(f)$, показанные кривыми 2 и 3 соответственно. Экспериментальные зависимости $S_{12}(f)$ и $V_{\text{ISHE}}(f)$ были смещены вниз по частоте на 15 MHz, с тем чтобы совместить наибольшее число частот резонансных особенностей. Можно видеть, что положение большинства резонансных особенностей рассчитанной и эксперимен-

тальных зависимостей совпадает, что для наглядности показано горизонтальными линиями на рис. 3, б.

Спектр ООМСВ в МК на рис. 3, а характеризуется многообразием БР. Практически для каждой резонансной особенности в рассчитанной зависимости $S_{12}(f)$, показанной кривой 1 на рис. 3, б, можно сопоставить БР в спектре на рис. 3, а. Резонансного вида осцилляциям на частотах $f_{B1} \approx 3.209$; $f_{B2} \approx 3.129$; $f_{B3} \approx 3.06$; $f_{B4} \approx 2.99$ и $f_{B5} \approx 2.93 \text{ GHz}$ отвечают резонансы основной моды ($m = 1$) ООМСВ. Резонансные особенности на кривой 1 (рис. 3, б) на частотах $f_0 > f > f_{B1}$ отвечают БР мод ООМСВ номеров $m = 2, 3, 4$, а также резонансы этих мод с основной модой $m = 1$. Выбранные параметры пространственной сетки и длина временной реализации не позволяют получить достаточное разрешение спектра на частотах $f_0 > f > f_{B1}$. Однако из вида спектра на рис. 3, а можно сделать вывод, что вблизи частоты f_0 запрещенные зоны в спектре на частотах БР могут формировать широкую полосу поглощения в спектре передачи. Следует также обратить внимание на еще одну особенность спектра МК на рис. 3, а, которая имеет вид „вложенных“ БР. Наиболее отчетливо такая особенность видна для БР на частоте $f_{B2} \approx 3.129 \text{ GHz}$, где в область БР основной моды $m = 1$ попадают моды с $m = 3$. При этом формирующиеся запрещенные зоны несут локальный характер.

В целом из вида спектра ООМСВ в МК можно сделать вывод о формировании в области запрещенных

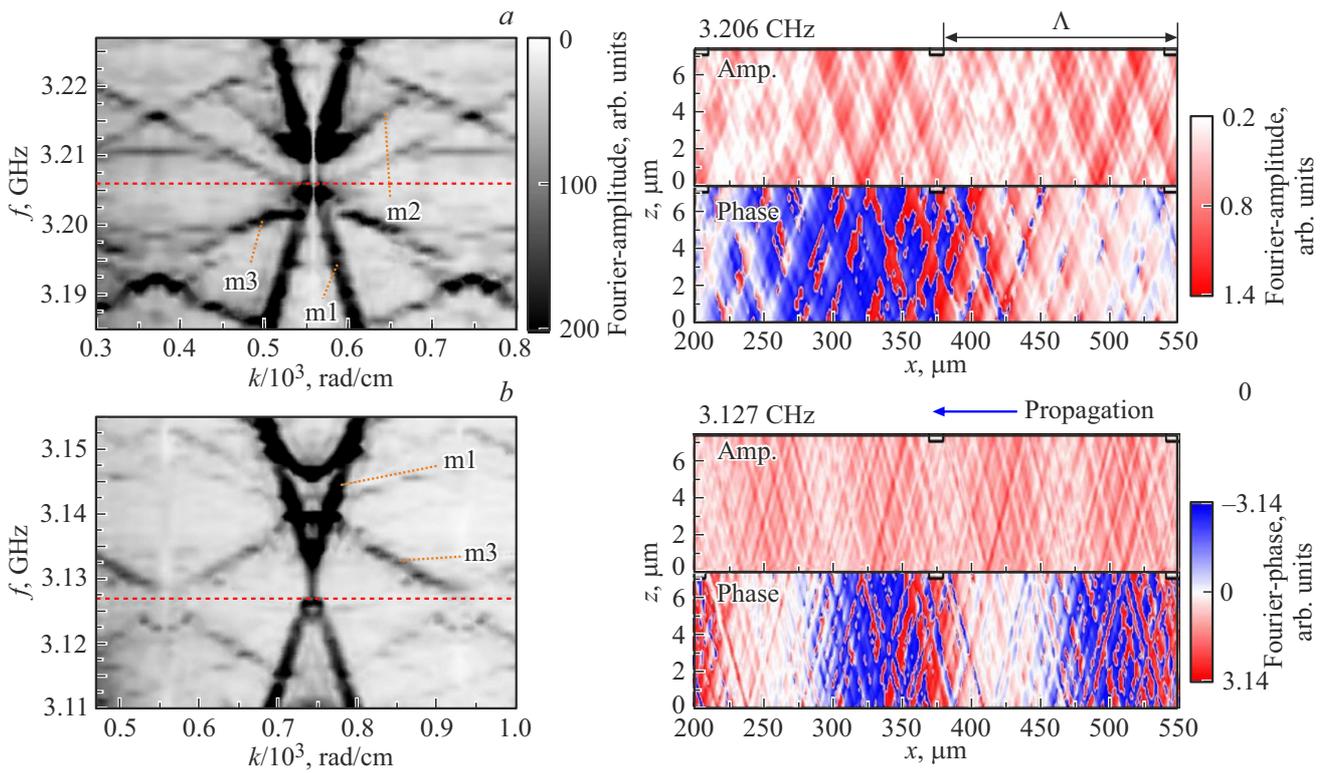


Рис. 4. Карты распределения амплитуды и фазы намагниченности ООМСВ в МК на частотах БР с частотами $f_{B1} \approx 3.206$ GHz (рис. 4, *a*) и $f_{B2} \approx 3.127$ GHz (рис. 4, *b*). Показан участок пленки длиной $350 \mu\text{m}$ на расстоянии 1.52 mm от входной антенны. Стрелкой показано направление распространения ООМСВ по оси Ox . Вставки слева иллюстрируют участки спектра ООМСВ в МК, показанного на рис. 3, *a*. Горизонтальная пунктирная линия на вставках указывает положение частот $f_{B1} \approx 3.206$ GHz и $f_{B2} \approx 3.127$ GHz. Индексы $m1$, $m2$, $m3$ указывают номера мод ООМСВ.

зон участков дисперсии, где $V_g \rightarrow 0$ и где следует ожидать роста ПС в спектре, что должно отразиться в увеличении эффективности спиновой накачки бегущими ООМСВ. Зависимости $V_{\text{ISHE}}(f)$ на рис. 2, *c* и рис. 3, *b* демонстрируют резонансный рост ЭДС на частотах БР. При этом амплитуда резонансных пиков ЭДС на частотах f_{B1} и f_{B2} , отвечающих БР основной моды ООМСВ $m = 1$, заметно меньше амплитуды пиков на частотах $f > f_{B1}$, см. кривую 3 на рис. 3, *b* и кривую 1 на рис. 2, *c*. Такая особенность может объясняться большой групповой скоростью моды $m = 1$ по сравнению с модами номеров $m \geq 2$, что для БР с участием мод с $m \geq 2$ приводит к расширению участка дисперсии с малой групповой скоростью. В результате ПС в окрестности таких БР оказывается выше, чем для БР основной моды.

Обсудим теперь особенности распространения ООМСВ на частотах f_{B1} и f_{B2} , связанные с попаданием в область БР моды $m = 1$ мод с другими номерами m . В этом случае в интервале частот, отвечающих запрещенной зоне на частоте БР моды $m = 1$, могут оказываться моды ООМСВ с $m \geq 2$, сформированные брэгговскими отражениями порядка $|n| \geq 3$. На рис. 4 приведен результат микромагнитного моделирования распределения Фурье-амплитуд намагниченности ООМСВ на участке пленки длиной $350 \mu\text{m}$, находящимся на расстоянии 1.52 mm от

возбуждающей антенны, для частот БР $f_{B1} \approx 3.206$ GHz (рис. 4, *a*) и $f_{B2} \approx 3.127$ GHz (рис. 4, *b*). Можно видеть, что амплитуда намагниченности ООМСВ убывает в направлении распространения, которое показано стрелкой на рис. 4. Распределение амплитуды и фазы на рис. 4, *a* показывает, что характер распределений определяется, в основном, модами ООМСВ с номерами $m1$ и $m2$. Для БР на частоте $f_{B2} \approx 3.127$ GHz характер распределения амплитуды и фазы определяется модами $m = 1$ и $m = 3$, см. рис. 4, *b*.

Отметим, что длительность временной реализации $t = 1 \mu\text{s}$ и длина структуры $L = 1 \text{ cm}$, определяют разрешение в спектре ООМСВ по волновому числу $\Delta k = 2\pi/L \approx 6 \text{ cm}^{-1}$ и частоте $\Delta f = t^{-1} = 1 \text{ MHz}$. Результаты, показанные на рис. 3 и 4, получены при параметре затухания $\alpha = 10^{-5}$, что более чем на порядок меньше реальных потерь YIG. При типичном для YIG значении $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ и выбранных параметрах микромагнитного моделирования удастся разрешить лишь БР для основной моды.

4. Заключение

Таким образом, в работе рассмотрена спиновая накачка бегущими ООМСВ в структуре магнетонный кристалл

на основе пленки YIG — платина (МК-Pt). Показано, что эффективность спиновой накачки бегущими ООМСВ может резонансно возрастать на частотах брэгговских резонансов (БР) за счет роста плотности состояний в спектре СВ на краях запрещенной зоны. Отмечено, что многомодовый характер распространения ООМСВ приводит к образованию локальных запрещенных зон. При этом в запрещенной зоне на частотах БР основной моды ООМСВ ($m = 1$) могут оказаться резонансы мод ООМСВ с номерами $m \geq 2$.

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 (NSF) в рамках проекта № 2006290, руководитель программы доктор С. Басу и корпорация INTEL (грант № 008635, Spin Wave Computing). Директор проекта — доктор Д.Е. Никонов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Chumak, V. Vasyuchka, A. Serga, B. Hillebrands. *Nature Phys.* **11**, 453 (2015). <https://doi.org/10.1038/nphys3347>
- [2] С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков, А.Н. Славин, Ю.Н. Барабаненков и др. *УФН* **185**, 1099 (2015).
- [3] 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. Кириллюк. *УФН* **190**, 1009 (2020).
- [4] V.E. Demidov, S. Urazhdin, G. de Loubens, O. Klein, V. Cros, A. Anane, S.O. Demokritov. *Phys. Rep.* **673**, 23 (2017). <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2017.01.001>
- [5] M. Althammer. *J. Phys. D* **51**, 313001 (2018); DOI: 10.1088/1361-6463/aaca89
- [6] V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Anane, V. Cros, S.O. Demokritov. *J. Appl. Phys.* **127**, 170901 (2020). <https://doi.org/10.1063/5.0007095>
- [7] A. Brataas, B. van Wees, O. Klein, G. de Loubens, M. Viret. *Phys. Rep.* **885**, 1 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.08.006>
- [8] 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**, 262 (2010). DOI: 10.1038/nature08876
- [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, O. Klein. *Nature Commun.* **7**, 10377 (2016). <https://doi.org/10.1038/ncomms1037720>
- [10] 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**, 172406 (2016). <https://doi.org/10.1063/1.4948252>
- [11] K.-I. Uchida, H. Adachi, T. Ota, H. Nakayama, S. Maekawa, E. Saitoh. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 172505 (2010). <https://doi.org/10.1063/1.3507386>
- [12] C.W. Sandweg, Y. Kajiwara, A.V. Chumak, A.A. Serga, V.I. Vasyuchka, M.B. Jungfleisch, E. Saitoh, B. Hillebrands. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 216601 (2011). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.216601>
- [13] H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V.E. Demidov, D. Fang, A.J. Ferguson, S.O. Demokritov. *Nature Mater.* **10**, 660 (2011). <https://doi.org/10.1038/NMAT3053>
- [14] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.117601>
- [15] Z. Qiu, K. Ando, K. Uchida, Y. Kajiwara, R. Takahashi, H. Nakayama, T. An, Y. Fujikawa, E. Saitoh. *Appl. Phys. Lett.* **103**, 092404 (2013). <https://doi.org/10.1063/1.4819460>
- [16] L.Liu, Y. Li, Y. Liu, T. Feng, J. Xu, X.R. Wang, D. Wu, P. Gao, J. Li. *Phys. Rev. B* **102**, 014411 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevB.102.014411
- [17] D. Song, L. Ma, S. Zhou, J. Zhu. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 042401 (2015). <https://doi.org/10.1063/1.4927551>
- [18] E.G. Tveten, A. Brataas, Y. Tserkovnyak. *Phys. Rev. B* **92**, 180412(R) (2015). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.180412>
- [19] L. van Hove. *Phys. Rev.* **89**, 1189 (1953). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.89.1189>
- [20] G. Li, H. Jin, Y. Wei, J. Wang. *Phys. Rev. B* **106**, 205303 (2022). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.106.205303>
- [21] V. Kalappattil, R. Geng, R. Das, M. Pham, H. Luong, T. Nguyen, A. Popescu, L.M. Woods, M. Klaui, H. Srikanth, M.H. Phan. *Mater. Horizons* **7**, 1413 (2020). <https://doi.org/10.1039/C9MH01498E>
- [22] L. Wang, Z. Lu, J. Xue, P. Shi, Y. Tian, Y. Chen, S. Yan, L. Bai, M. Harder. *Phys. Rev. Appl.* **11**, 044060 (2019).
- [23] Y.Z. Wang, T.Y. Zhang, J. Dong, P. Chen, G.Q. Yu, C.H. Wan, X.F. Han. *Phys. Rev. Lett.* **132**, 076701 (2024).
- [24] R.W. Damon, J.R. Eshbach. *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 308 (1961). DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5
- [25] М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, А.В. Кожевников и др. *Журн. радиоэлектроники* **12**, (2023). <http://jre.cplire.ru/jre/dec23/4/abstract.html>
- [26] S.L. Vysotsky, Yu.V. Nikulin, G.M. Dudko, V.K. Sakharov, A.V. Kozhevnikov, et al. 2022 Int. Conf. Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE) — IEEE, **1**, 32 (2022). <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/9912920>
- [27] A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands, M.P. Kostylev. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 022508 (2008).
- [28] A.V. Chumak, A.A. Serga, S. Wolff, B. Hillebrands, M.P. Kostylev. *J. Appl. Phys.* **105**, 083906 (2009).
- [29] A.V. Chumak, A.A. Serga, S. Wolff, B. Hillebrands, M.P. Kostylev. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 172511 (2009). <https://doi.org/10.1063/1.3127227>
- [30] D. Richardson, B.A. Kalinikos, L.D. Carr, M. Wu. *Phys. Rev. Lett.* **121**, 107204 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.107204>
- [31] Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов. *Докл.АН* **380**, 469 (2001).

- [32] S.A. Nikitov, Ph. Tailhades, C.S. Tsai, J. Magn. Magn. Mater 236, 320 (2001).
- [33] С.Л. Высоцкий, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов. ЖЭТФ **128**, 636 (2005).
- [34] M.J. Donahue, D.G. Porter. OOMMF user's guide. Interagency Rep. NIST 6376 (1999).
- [35] M. Dvornik, Y. Au, V.V. Kruglyak. In: Magnonics. / Ed. S. Demokritov, A. Slavin. Springer, Berlin (2013). 125.P. 101–115.
- [36] 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).

Редактор Т.Н. Василевская