

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.12.4>

УДК: 537.6; 537.876

## ВЛИЯНИЕ ТИПА МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ НА СПИНОВУЮ НАКАЧКУ В МИКРОСТРУКТУРАХ ЖИГ/РТ

М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий,  
А.В. Кожевников, В.К. Сахаров, Ю.А. Филимонов

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН  
410019, Саратов, ул. Зеленая, 38

Статья поступила в редакцию 29 ноября 2023 г.

**Аннотация.** С помощью обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) экспериментально исследована спиновая накачка бегущими поверхностными (ПМСВ) и обратными объемными (ООМСВ) магнитостатическими волнами в микроструктурах ЖИГ/Pt. Обнаружено, что частотная зависимость ЭДС  $U_{\text{ОСЭХ}}(f)$ , генерируемая за счет ОСЭХ, в случае ООМСВ характеризуется максимумом вблизи частоты длинноволной ( $f_0$ ) границы спектра. В случае ПМСВ в зависимости  $U_{\text{ОСЭХ}}(f)$  наблюдаются максимумы как на частоте  $f_0$ , так и на частоте  $f_s$  коротковолновой границы спектра ПМСВ. Указанные различия в зависимостях  $U_{\text{ОСЭХ}}(f)$  для ПМСВ и ООМСВ объясняются различием в функциях плотности состояний спиновых волн в спектре ПМСВ и ООМСВ.

**Ключевые слова:** магنونная спинтроника, спиновый ток, поверхностные магнитостатические волны, обратные объемные магнитостатические волны, обратный спиновый эффект Холла, ЖИГ/Pt, сингулярности ван Хофа.

**Финансирование:** Работа выполнена в рамках госзадания «Спинтроника» (FFWZ-2022-0009).

**Автор для переписки:** Селезнев Михаил Евгеньевич, [mixanich94@mail.ru](mailto:mixanich94@mail.ru)

## Введение

Магنونная спинтроника предлагает использовать в качестве логических «нуля» и «единицу» не заряд электрона, а его спин – собственный момент вращения электрона, что может существенно снизить джоулевы потери [1]. Для разработки устройств магنونной спинтроники представляют интерес слоистые структуры на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) и платины (Pt) [2]. ЖИГ представляет собой магнитный диэлектрик, обладающий рекордно низким значением параметра диссипации [3]. Pt – это металл с сильным спин-орбитальным взаимодействием, обладающий одним из наибольших значений угла спин-холла [4]. В структурах ЖИГ/Pt спиновая накачка – перекачка спинового тока из ЖИГ в Pt – может осуществляться за счет бегущих спиновых волн (СВ) [5] или в условиях ферромагнитного резонанса [6]. Спиновая накачка связана со спин-зависимыми процессами рассеяния электронов проводимости в Pt на магнонах (квантах СВ) на поверхности пленки ЖИГ за счет спин-орбитального и обменного взаимодействий. В свою очередь, спиновый ток  $I_s$ , инжектируемый в платину, преобразуется в электрический  $I_c$  за счет обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) [7]. Отметим, что ранее исследовалась спиновая накачка поверхностными (ПМСВ) [8] и обратными объемными магнитостатическими волнами [9] в ЖИГ/Pt, однако сравнение их эффективности в рамках одной структуры не проводилось. В работе с помощью (ОСЭХ) показаны отличия в спиновой накачке бегущими ПМСВ и ООМСВ.

### 1. Методика эксперимента

Эксперименты по спиновой накачке ПМСВ и ООМСВ проводились в макетах типа линии задержки (ЛЗ) на основе структур ЖИГ/Pt (рис. 1а). ЛЗ изготавливались на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ толщиной  $d_{\text{ЖИГ}} = 8$  мкм, намагниченностью насыщения  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $\Delta H = 0.5$  Э, выращенная на подложке гадолиний галлиевого граната (ГГГ) с геометрическими размерами  $\approx 1.5$  см  $\times$  1.5 см. На поверхности пленки ЖИГ с использованием методов магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления

изготавливались Pt микрополоски толщиной  $d_{Pt} = 4$  нм, длиной  $L = 230$  мкм и шириной  $w = 200$  мкм, медные микроантенны (МА) 1 и 2 длиной  $b = 300$  мкм, апертурой  $a = 250$  мкм и шириной  $c = 4$  мкм для возбуждения и приема МСВ, и медные контакты 3 и 4 для измерения ЭДС, генерируемой в платине. Отметим, что МА с шириной 4 мкм позволяли эффективно возбуждать всю полосу частот существования ПМСВ в пленке ЖИГ. Расстояние между МА составляло 244 мкм. Электрический контакт с МА обеспечивался с помощью СВЧ микрозондов.

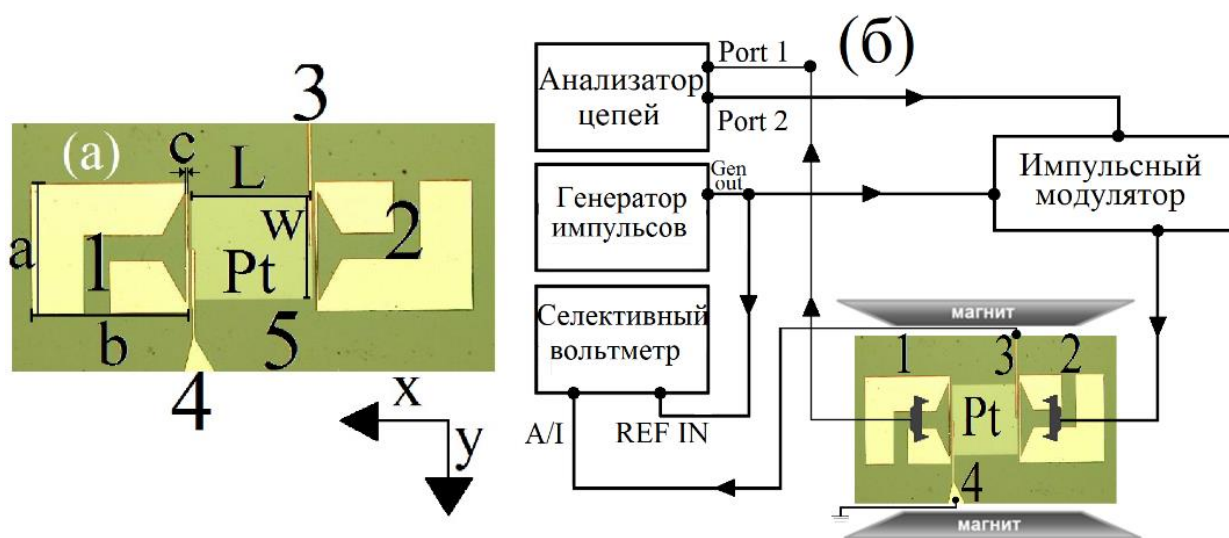


Рис. 1. (а) микроструктура ЖИГ/Pt, 1 и 2 – МА длиной  $b \approx 300$  мкм, апертурой  $a \approx 250$  мкм и шириной  $c \approx 4$  мкм; 3 и 4 – медные контакты для измерения сигнала  $U_{ОСЭХ}$  в Pt микрополоске длиной  $L$  и шириной  $w$ ; (б) схема измерительной установки.

ЛЗ помещались между полюсами электромагнита таким образом, что внешнее магнитное поле  $H$  было направлено касательно к поверхности, параллельно (направление  $y$  в случае возбуждения ПМСВ рис. 1(а)) или перпендикулярно (направление  $x$  в случае возбуждения ООМСВ рис. 1(а)) МА. При переходе от геометрии возбуждения ПМСВ к геометрии возбуждения ООМСВ ЛЗ поворачивалась на 90 градусов. Направление распространения СВ задавалось параллельно направлению  $x$  рис. 1(а).

Амплитудно- и фазочастотные характеристики коэффициентов передачи и отражения сигналов ПМСВ и ООМСВ измерялись с помощью векторного анализатора цепей (рис. 1(б)). Измерения частотных зависимостей ЭДС  $U_{ОСЭХ}(f)$  проводились с помощью селективного вольтметра в режиме импульсной

модуляции входной СВЧ мощности с частотой 11.33 кГц с целью снижения влияния возможного нагрева ЛЗ.

Отметим, что структуры ЖИГ/Pt обладают низкой вольт-ваттной чувствительностью  $\approx 10^{-3}$  В/Вт. Это приводило к тому, что в экспериментах сигнал  $U_{\text{ОСЭХ}}(f)$  было возможным выделить на фоне шумов при  $P_{\text{in}} \geq -10$  дБм, что на 15-20 дБм больше типичных значений трехмагнонных (3М) распадов. Поэтому в эксперименте использовалось поле подмагничивания  $H = 939 \text{ Э} > 4\pi M_0 / 2 \approx 875 \text{ Э}$ , при котором 3М процессы распада запрещены во всей полосе частот ПМСВ и ООМСВ.

Оценка значений границ спектров ПМСВ и ООМСВ  $f_0$  и  $f_s$  проводилась согласно [10]:

$$f_0 = \sqrt{f_H(f_H + f_m)}, \quad (1)$$

$$f_s = f_{H_0} + \frac{f_m}{2}, \quad (2)$$

где  $f_H = \gamma H_0$ ,  $f_m = \gamma 4\pi M_0$ .

В работе также приводятся результаты расчета коэффициента преобразования падающей мощности в мощность СВ по формуле:

$$K(f) = 10^{[S_{22}(f, H) / 10]} - 10^{[S_{22}(f, H^*) / 10]}, \quad (3)$$

где  $S_{22}(f, H)$  – АЧХ отражения ПМСВ при значении  $H = 939 \text{ Э}$ ,

$S_{22}(f, H^*)$  – АЧХ отражения при значении  $H^* \approx 2500 \text{ Э}$  на тех же частотах.

## 2. Результаты и обсуждение

На рисунках 2 а-е представлены частотные зависимости коэффициента передачи  $S_{12}$  сигнала ООМСВ (а) и ПМСВ (б), коэффициента преобразования  $K$  входной мощности  $P_{\text{in}}$  в мощность ООМСВ (а) и ПМСВ (б), экспериментально полученные законы дисперсии  $k(f)$  ООМСВ (в) и ПМСВ (г) и измеренный сигнал ЭДС  $U_{\text{ОСЭХ}}(f)$  в геометрии ООМСВ (д) и ПМСВ (е). Измерения зависимостей  $S_{12}(f)$ ,  $K(f)$  и  $k(f)$  проводились при  $P_{\text{in}} = -20$  дБм, ЭДС  $U_{\text{ОСЭХ}}(f)$  при  $P_{\text{in}} = -10$  дБм. Вертикальными пунктирными линиями отмечены границы спектров ООМСВ и ПМСВ  $f_0$  и  $f_s$ , определяемые из эксперимента согласно

измерениям зависимостей  $S_{12}(f)$ ,  $K(f)$ ,  $k(f)$  и  $U_{\text{осэх}}(f)$ . Полученные в эксперименте значения  $f_0 \approx 4.54$  ГГц и  $f_s \approx 5.29$  в эксперименте существенно отличаются от оценок, проведенных согласно (1-2) при  $H = 939$  и  $4\pi M_0 = 1750$ . Соответствия с экспериментом удастся достичь, если в расчете использовать значения  $H = 940$  Э и величину эффективной намагниченности  $4\pi M_0 = 1900$  Гс. Такое расхождение эффективной намагниченности с эталонным значением намагниченности ЖИГ может быть связано с влиянием магнитной анизотропии, наводимой в структуре как в процессе роста, так и в процессе изготовления структур ЖИГ/Pt.

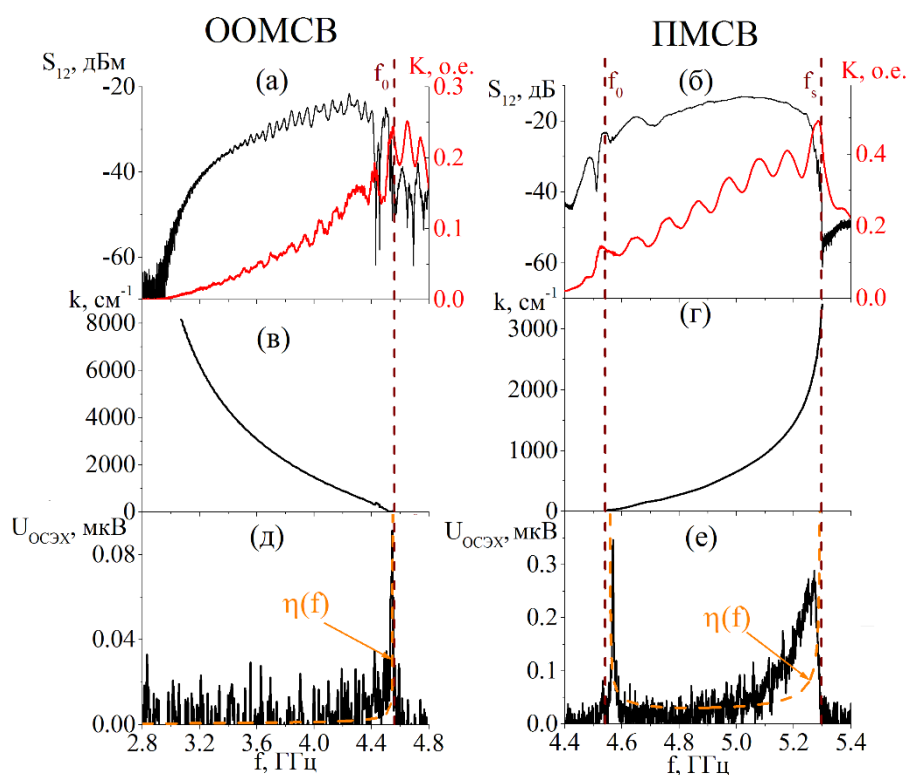


Рис. 2. (а-е) частотные зависимости коэффициентов передачи  $S_{12}$  и преобразования  $K$  (а-б), волнового числа  $k$  (в-г), измеренные в эксперименте при  $P_{\text{in}} = -20$  дБм, ЭДС  $U_{\text{осэх}}(f)$ , измеренные при  $P_{\text{in}} = -10$  дБм в геометрии возбуждения ООМСВ (а,в,д) и ПМСВ (б,г,е).

Измеренные зависимости  $S_{12}(f)$  и  $k(f)$  для ООМСВ и ПМСВ отвечают типичным результатам. Частотная зависимость  $U_{\text{осэх}}$ , полученная для случая ООМСВ (рис. 2(д)), характеризуется одним пиком величиной  $\approx 0.1$  мкВ на частоте  $\approx 4.53$  ГГц вблизи границы  $f_0$ , на других частотах сигнал  $U_{\text{осэх}}$

был сопоставим или меньше уровня шумов. В случае возбуждения ПМСВ вид зависимости  $U_{OCЭХ}(f)$  (рис. 2 (е)) существенно изменялся. Во-первых, наблюдались два пика на частотах вблизи границ  $f_0$  и  $f_s$ ; во-вторых, амплитуда пиков вблизи  $f_0$  и  $f_s$  увеличивалась в 2-3 раза до значений 0.346 и 0.289 мкВ, соответственно. Отметим, что такое поведение  $U_{OCЭХ}(f)$  нельзя однозначно связать с тем, как эффективно возбуждается ООМСВ и ПМСВ за счет МА. Это иллюстрируют рассчитанные согласно (3) зависимости  $K(f)$  рис. 2 (а), (б). Для ООМСВ значения  $K$  постепенно растут от 0.05 до 0.25 отн. ед., для ПМСВ значения  $K$  изменяются от 0.1 до 0.35 отн. ед., в то время как пики в зависимостях  $U_{OCЭХ}(f)$  наблюдаются в небольшом интервале частот.

Характер зависимостей  $U_{OCЭХ}(f)$  можно объяснить, если принять во внимание что процесс наведения ЭДС в платине за счет ОСЭХ связан со спин-зависимыми процессами рассеяния электронов проводимости в Pt на СВ. Согласно золотому правилу Ферми [10], эффективность процессов рассеяния будет тем выше, чем больше плотность состояний частиц, участвующих в рассеянии. На рисунках 2 (д), (е) приведен результат расчета частотных зависимостей плотности состояний  $\eta(f)$  для ООМСВ и ПМСВ, соответственно, выполненного с помощью соотношений работы [12]. Из рисунков видно, что характер зависимостей  $\eta(f)$  отвечает характерам зависимостей  $U_{OCЭХ}(f)$  для ООМСВ и ПМСВ, соответственно. Отметим, что рост  $\eta(f)$  на частотах  $f_0$  и  $f_s$  отражает наличие сингулярностей ван Хова [13] в спектрах ООМСВ и ПМСВ.

## Заключение

Проведено исследование спиновой накачки бегущими поверхностными и обратными объемными магнитостатическими волнами в микроструктурах ЖИГ/Pt. Показано, что измеренные частотные зависимости ЭДС  $U_{OCЭХ}(f)$  в случае ООМСВ характеризуются одним пиком вблизи частоты  $f_0$ , в случае ПМСВ двумя пиками вблизи частот  $f_0$  и  $f_s$ . Это отвечает виду плотности состояний  $\eta(f)$  в спектре ООМСВ и ПМСВ и говорит о влиянии сингулярностей

ван Хова на спиновую накачку в микроструктурах ЖИГ/Pt. Отмечено, что величина пиков  $U_{OCЭХ}$  в случае ПМСВ была выше в 2-3 раза по сравнению с величиной пика для ООМСВ, что говорит о более эффективной спиновой накачке за счет ПМСВ при тех же уровнях входной СВЧ мощности.

**Финансирование:** Работа выполнена в рамках госзадания «Спинтроника» (FFWZ-2022-0009).

### Литература

1. Chumak A.V. et al. Magnon spintronics //Nature physics. – 2015. – Т. 11. – №. 6. – С. 453-461. <https://doi.org/10.1038/nphys3347>
2. Guo C.Y. et al. Spin-orbit torque switching in perpendicular Y3Fe5O12/Pt bilayer //Applied Physics Letters. – 2019. – Т. 114. – №. 19. С. 1-5. <https://doi.org/10.1063/1.5098033>
3. Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B. YIG magnonics //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2010. – Т. 43. – №. 26. – С. 264002. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264002>
4. Rojas-Sánchez J.C. et al. Spin pumping and inverse spin Hall effect in platinum: the essential role of spin-memory loss at metallic interfaces //Physical review letters. – 2014. – Т. 112. – №. 10. – С. 106602. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.106602>
5. Manuilov S.A. et al. Spin pumping from spinwaves in thin film YIG //Applied Physics Letters. – 2015. – Т. 107. – №. 4. <https://doi.org/10.1063/1.4927451>
6. Yang F., Hammel P.C. FMR-driven spin pumping in Y3Fe5O12-based structures //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2018. – Т. 51. – №. 25. – С. 253001. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aac249>
7. Li M. et al. Impact of interfacial chemical state on spin pumping and inverse spin Hall effect in YIG/Pt hybrids //Physical Review B. – 2020. – Т. 102. – №. 17. – С. 174435. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.174435>

8. Serha R.O. et al. Low-Damping Spin-Wave Transmission in YIG/Pt-Interfaced Structures //Advanced Materials Interfaces. – 2022. – Т. 9. – №. 36. – С. 2201323. <https://doi.org/10.1002/admi.202201323>
9. Jungfleisch M.B. et al. Thickness and power dependence of the spin-pumping effect in  $Y_3Fe_5O_{12}/Pt$  heterostructures measured by the inverse spin Hall effect //Physical Review B. – 2015. – Т. 91. – №. 13. – С. 134407. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.91.134407>
10. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – 1994.
11. Stedman G.E. Fermi's golden rule—An exercise in quantum field theory //American Journal of Physics. – 1971. – Т. 39. – №. 2. – С. 205-214. <https://doi.org/10.1119/1.1986093>
12. Damon R.W., Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab //Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 1961. – Т. 19. – №. 3-4. – С. 308-320. [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5)
13. Van Hove L. The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal //Physical Review. – 1953. – Т. 89. – №. 6. – С. 1189. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.89.1189>

**Для цитирования:**

Селезнев М.Е., Никулин Ю.В., Ю.В. Хивинцев, Высоцкий С.Л., Кожевников А.В., Сахаров В.К., Филимонов Ю.А. Влияние типа магнитостатической волны на спиновую накачку в микроструктурах жиг/pt. // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 12. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.12.4>