

Детектирование сфокусированных поверхностных магнитостатических волн в микроструктурах ЖИГ/Pt и ЖИГ/n-InSb

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

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация: приводятся результаты исследования влияния фокусировки поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) на генерацию электродвижущей силы (ЭДС) в микроструктурах железиттриевый гранат (ЖИГ)-Pt и ЖИГ-n-InSb. Показан рост сигнала ЭДС на 15-20% на частотах, при которых положение фокуса ПМСВ находится под Pt или n-InSb микрополоской. В противном случае ЭДС, наоборот, падает. Полученные результаты исследований детектирования сфокусированных пучков ПМСВ могут быть использованы для эффективного преобразования спиновых волн в электрический ток в устройствах магнотронной спинтроники.

Ключевые слова: магнотронная спинтроника, спиновые волны, обратный спиновый эффект Холла, эффект увлечения электронов, структуры ЖИГ-платина и ЖИГ-n-InSb

Разработка технологий и устройств на принципах магнотронной спинтроники представляет интерес для построения энергоэффективной компонентной базы и логических систем [1]. Проблема эффективного преобразования спинового тока в электрический – одна из важнейших для магнотронной спинтроники [2]. Эффективность преобразования, как правило, характеризуется величиной генерируемого электрического напряжения в проводящем слое при возбуждении спиновой подсистемы в магнитной пленке. Слоистые структуры на основе пленок железиттриевого граната (ЖИГ) – одни из базовых для магнотронной спинтроники. В таких структурах, как правило, выделяют два механизма детектирования спинового тока в условиях накачки спиновыми волнами (СВ). Первый – обратный спиновый эффект Холла (ОСЭХ) – связан с обменным и спин-орбитальным взаимодействием электронов проводимости проводника и магнитных ионов железа пленки ЖИГ «на интерфейсе». Генерируемое напряжение за счет ОСЭХ определяется как $U_{\text{ОСЭХ}} = I_c \cdot R$, где R – электрическое сопротивление, а генерируемый электрический ток I_c можно найти из выражения [3]:

$$I_c = \alpha_{SH} \frac{2e}{\hbar} J_S^P \times \sigma(t), \quad (1)$$

где $\sigma(t)$ – единичный вектор спиновой поляризации, α_{SH} – угол спин-Холла, e – заряд электрона, J_S^P – спиновый ток, инжектируемый из пленки ЖИГ в пленку проводника в направлении нормали к поверхности.

Вторым механизмом является «объемный» эффект увлечения электронов СВ и связан с проникновением сверхвысокочастотных (СВЧ) полей СВ в слой проводника

и наведением постоянного электрического тока Вайнрайха, который можно записать как [4]:

$$J_d = \frac{k}{\omega} \cdot \mu_e k''_{el} P_0 \left(1 - e^{-(k''_{el} + k''_{YIG})L} \right), \quad (2)$$

где ω и k – частота и волновой число СВ, μ_e – подвижность электронов в проводнике, P_0 – мощность СВ, k''_{el} и k''_{YIG} – пространственный декремент СВ, связанный с электронной подсистемой проводника и магнитной подсистемой ЖИГ, L – длина проводника. Целью данной работы является исследование влияния фокусировки на детектирование поверхностных магнитостатических волн за счет и «интерфейсного» (ОСЭХ) и «объемного» (эффект увлечения) механизмов в микроструктурах ЖИГ/Pt и ЖИГ/n-InSb.

Отметим, что интерес к детектированию сфокусированных волновых пучков СВ обусловлен несколькими причинами. Во-первых, увеличение плотности мощности СВ в области положения фокуса может приводить к росту вольт-ваттной чувствительности детектора. Во-вторых, формируемые при фокусировке каустики СВ отражают рост в плотности состояний магнонов, что может приводить к росту величины генерируемой электродвижущей силы (ЭДС), как это наблюдалось в случае возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) на частотах дипольно-обменных резонансов [5], а также длинноволновой f_0 и коротковолновой f_s границ спектра [6]. Наконец, на основе эффектов распространения сфокусированных волновых пучков СВ могут быть построены устройства обработки информации СВЧ [7] и спиновой логики [8], однако детектирование сфокусированных пучков СВ до сих пор не обсуждалось.

Эксперименты выполнялись с макетами типа линии задержки (ЛЗ) СВ на основе пленок ЖИГ толщиной 3.9 мкм (см. изображение микроструктур на рисунках 1 а-б). Для этого, на поверхности пленки ЖИГ методами магнетронного напыления осаждались пленки Cu и Pt и термического испарения пленка n-InSb. Медные прямолинейная (отмечена цифрой 2) и фокусирующая (отмечена цифрой 1, на рисунке 1в показана более подробно) микроантенны (МА) и контакты 3 и 4 для измерения ЭДС изготавливались с помощью взрывной фотолитографии. Расстояние между антеннами составляло 650 мкм. Между контактами 3 и 4 с помощью позитивной фотолитографии и ионного травления формировалась микроструктура из Pt (толщиной ≈ 4 нм, рисунок 1 а) и n-InSb (толщиной ≈ 350 нм, рисунок 1 б) пленок. Pt микроструктура характеризовалась удельным сопротивлением $\rho \approx 4 \times 10^{-7}$ Ом·м, пленка n-InSb обладала $\rho \approx 3.4 \times 10^{-5}$ Ом·м, $\mu_e \approx 2.1$ м²/В·с и концентрацией электронов $n_e \approx 5.8 \times 10^{22}$ м⁻³. Длина Pt и n-InSb микрополоски составляла 620 мкм, ширина 200 мкм. Для проведения экспериментов макеты типа ЛЗ располагались между полюсами электромагнита таким образом, что внешнее магнитное поле $H=939$ Э было направленно касательно к поверхности и параллельно МА, что отвечало геометрии возбуждения ПМСВ. Амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) коэффициента прохождения сигнала S_{12} записывались с помощью векторного анализатора цепей для

различных уровней падающей мощности P_{in} . Частотные зависимости ЭДС U измерялись с помощью селективного вольтметра.

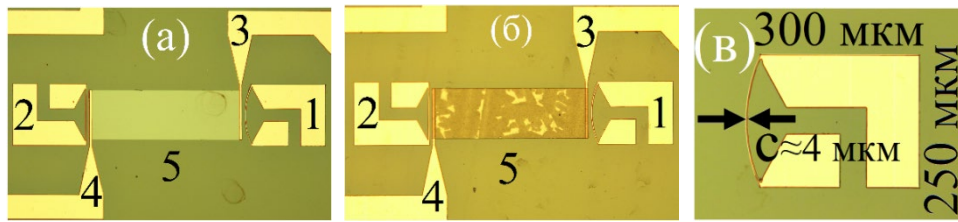


Рисунок 1 Оптические изображения изготовленных микроструктур ЖИГ-Pt (а) и ЖИГ-n-InSb (б), где 1 и 2 –фокусирующая и прямолинейная МА, 3 и 4 – медные контакты для измерения генерируемой ЭДС, 5 – поверхность пленки ЖИГ. На рисунке (в) более подробно показана фокусирующая антенна и ее геометрические параметры.

На рисунке 2 а приведены результаты микромагнитного моделирования [8] в виде двумерных карт распределения Фурье-амплитуды волнового поля в окрестности фокусирующей антенны, возбуждающей ПМСВ на частотах 4.65-4.9 ГГц при $H=939$ Э. Отметим, что с ростом частоты ПМСВ f положение фокуса (выделено красным цветом) смещается ближе к фокусирующей МА и при $f > 4.9$ ГГц находится между МА и участком пленки ЖИГ, покрытым n-InSb или Pt, а вместе с этим увеличивается угол между направлениями оси ОУ и формируемыми при фокусировке каустиками (выделены желтым цветом).

На рисунках 2 б и в представлены АЧХ коэффициента передачи S_{12} , измеренные при $P_{in}=-20$ дБм в микроструктурах ЖИГ/Pt и ЖИГ/n-InSb, соответственно, при возбуждении ПМСВ фокусирующей и прямолинейной МА. Из рисунков можно видеть, что на частотах $f < f^* \approx 4.9$ ГГц прохождение сигнала ПМСВ для случая фокусирующей антенны на величину до ≈ 8 дБ лучше, чем для прямолинейной антенны, как в микроструктурах ЖИГ/Pt, так и в ЖИГ/n-InSb. Это связано с тем, что в этом диапазоне частот фокусировка препятствует расплыванию пучка ПМСВ, и большая часть возбужденной ПМСВ попадает на выходную антенну по сравнению со случаем прямолинейной возбуждающей антенны. При $f > f^*$ наблюдается обратная картина: передача сигнала лучше при возбуждении ПМСВ прямолинейной антенной, чем в случае криволинейной антенны. Это связано с тем, что положение фокуса по мере роста f приближается к возбуждающей антенне, вследствие чего более существенная часть мощности ПМСВ идет мимо выходной антенны.

На рисунках 2 г и д приведены частотные зависимости ЭДС U , измеренные при $P_{in}=-10$ дБм в микроструктурах ЖИГ/Pt и ЖИГ/n-InSb, соответственно, при возбуждении ПМСВ фокусирующей и прямолинейной МА. Из рисунков видно, что для микроструктур ЖИГ/Pt и ЖИГ/n-InSb на частотах ПМСВ $f < f^{**}$, при которых положение фокуса находилось под Pt или n-InSb пленкой (см. рисунок 2 а), значения U в случае фокусирующей антенны были больше на 15-20% относительно случая прямолинейной антенны, что может быть связано с ростом погонной плотности мощности ПМСВ под проводящей пленкой. На частотах ПМСВ $f > f^{**}$, при которых положения фокуса находилось между фокусирующей антенной и участком пленки ЖИГ, покрытой Pt или n-InSb, значения U были меньше для случая фокусирующей антенны.

Отметим, что осцилляции в измеренных ЭДС для микроstructures ЖИГ/Pt (рисунок 2 г) связаны с дипольно-обменными резонансами, при которых групповая скорость ПМСВ существенно уменьшается, что приводит к увеличению плотности состояний магнонов и росту эффективности процессов электрон-магнонного рассеяния. В измеренной ЭДС для микроstructures ЖИГ/n-InSb отмеченные осцилляции не наблюдались, так как механизм «эффект увлечения электронов» не связан с плотностью состояний магнонов и величина ЭДС в этом случае зависит от значения волнового числа k ПМСВ.

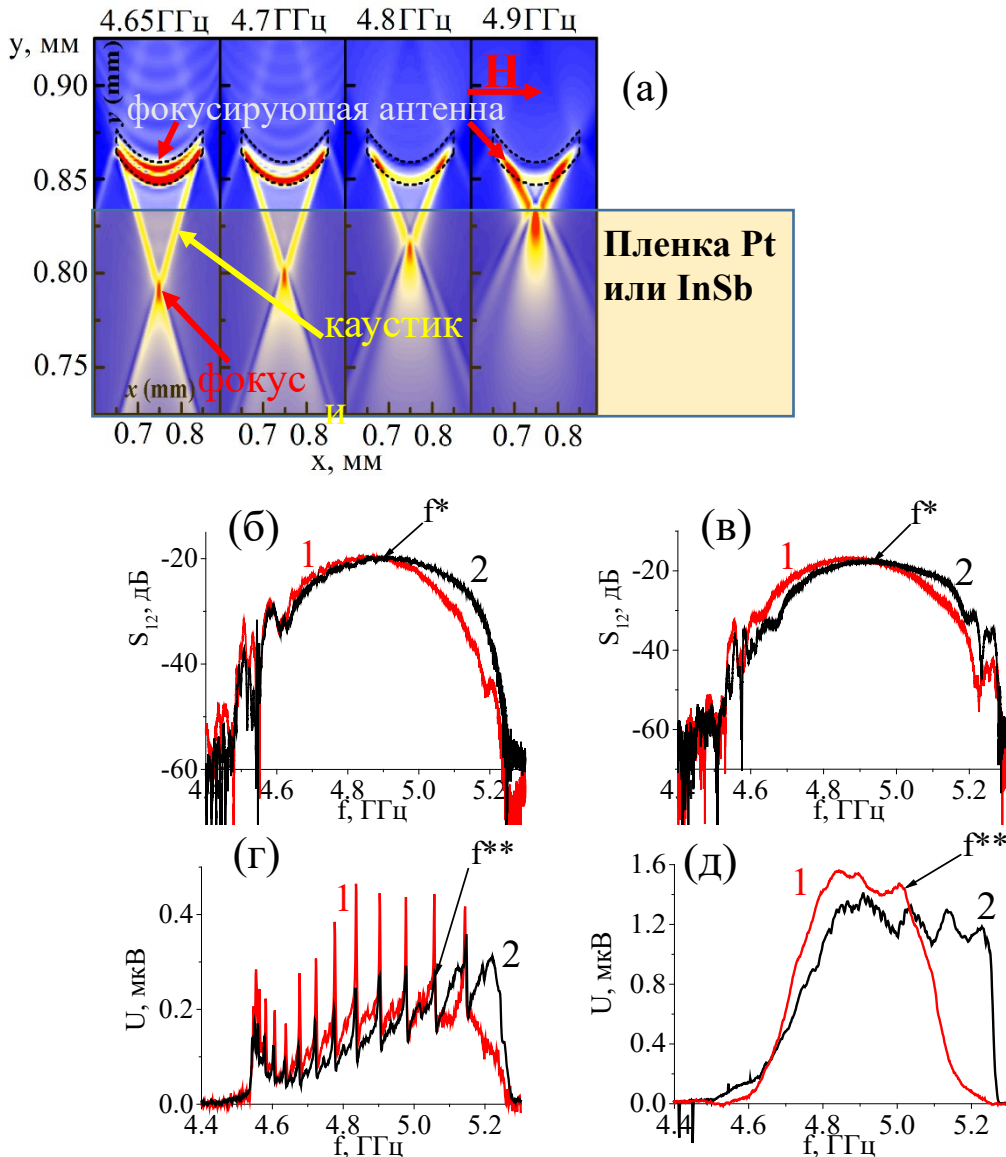


Рисунок 2 Распределение Фурье-амплитуды волнового поля ПМСВ, возбуждаемой фокусирующей антенной, в плоскости XY на частотах 4.65-4.9 ГГц (а); частотные зависимости коэффициента передачи S_{12} ПМСВ, измеренные при $P_{in}=-20$ дБм в микроstructures ЖИГ/Pt (б) и ЖИГ/ n-InSb (в) при возбуждении ПМСВ фокусирующей (кривая 1) и прямолинейной (кривая 2) МА; частотные зависимости ЭДС, измеренные при $P_{in}=-10$ дБм в микроstructures ЖИГ/Pt (г) и ЖИГ/n-InSb (д) при возбуждении ПМСВ фокусирующей (кривая 1) и прямолинейной (кривая 2) МА.

Помимо этого, в частотной зависимости ЭДС, измеренной для микроструктуры ЖИГ/Pt, в случае фокусирующей антенны с ростом значения P_{in} на частотах между дипольно-обменными резонансами наблюдались дополнительные пики ЭДС (рисунок 3 а, отмечены желтыми окружностями). Для их объяснения были рассчитаны дисперсионные характеристики дипольно-обменных ПМСВ, бегущих под углом $\varphi=35^\circ$ и 37° к направлению поля подмагничивания H (рисунок 3 б), что соответствует направлению каустики, полученных из микромагнитного моделирования. Отмеченные области представляют собой участки, на которых дисперсионные кривые выполаживаются и групповая скорость СВ стремится к нулю, что отвечает сингулярностям Ван Хофа. Их заселению способствуют каустики и двух- и четырехмагнонные процессы параметрической неустойчивости. Необходимо отметить, что приведенные на рисунке 3 б расчеты являются сечением дисперсионных поверхностей дипольно-обменных ПМСВ см. рисунок 3 в.

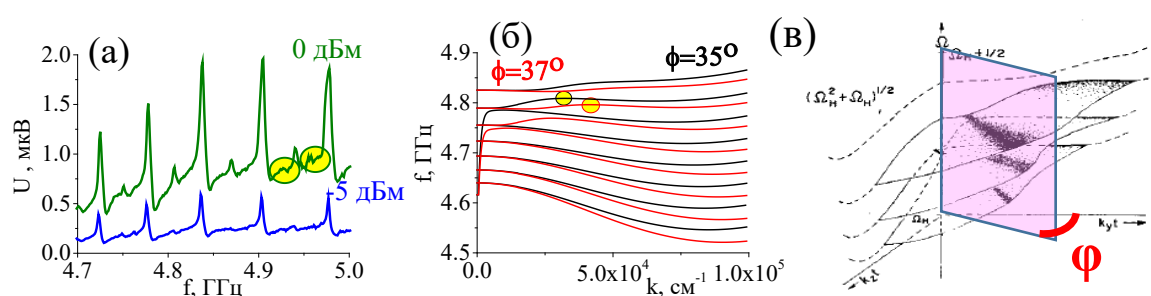


Рисунок 3 Частотные зависимости ЭДС, измеренные при $P_{in} = -5$ дБм и $P_{in} = 0$ в случае возбуждения СВ фокусирующей МА (а); расчет дисперсии с учетом обменных толщинных мод при значениях угла поворота $\varphi = 35$ (черным) и 37° (красным) (б); характер дисперсионных поверхностей дипольно-обменных ПМСВ [10] (в).

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект № 22-19-00500.

Список литературы

1. A.V. Chumak et. al. Magnon spintronics // Nature Physics. – 2015. – Т. 11. – N. 6. – С. 453-461.
2. Kajiwara Y. et al. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator // Nature. – 2010. – Т. 464. – №. 7286. – С. 262-266.
3. d'Allivy Kelly O. et al. Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system // Applied Physics Letters. – 2013. – Т. 103. – №. 8. – С. 082408.
4. Казаков Г.Т. и др. Взаимодействие магнитостатических волн с носителями заряда в слоистых ферритовых структурах // Изв. вузов. Сер. Физика. – 1989. – Т.32. – №1. – С. 5-29.
5. Селезнёв М. Е. и др. Влияние резонансного взаимодействия поверхностных магнитостатических волн с обменными модами на генерацию ЭДС в структурах YIG/Pt // Журнал технической физики. – 2021. – Т. 91. – №. 10. – С. 1504-1508.
6. Nikulin Y. V. et al. EMF generation by propagating magnetostatic surface waves in integrated thin-film Pt/YIG structure // Semiconductors. – 2020. – Т. 54. – №. 12. – С. 1721-1724.
7. Вашковский А. В., Стальмахов А. В., Шахназарян Д. Г. Формирование, отражение и преломление волновых пучков магнитостатических волн // Изв. высш. учебн. заведений. Физика. – 1988. – Т. 31. – №. 1. – С. 67-75.

8. Дудко Г.М. и др. Микромагнитное моделирование логического ключа большинства на основе интерференции каустик спиновых волн // ЖТФ. – 2022. – Т. 92. - №. 8. – С. 1151-1158.
9. Дудко Г. М. и др. Расчет фокусирующих преобразователей спиновых волн методом микромагнитного моделирования //Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. – 2018. – Т. 18. – №. 2. – С. 92-102.
10. De Wames R. E., Wolfram T. Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films //Journal of Applied Physics. – 1970. – Т. 41. – №. 3. – С. 987-993.