

05
Распространение спиновых волн в микроструктурах на основе пленок железоиттриевого граната, декорированных ферромагнитным металлом

© Ю.В. Хивинцев^{1,2}, Г.М. Дудко¹, В.К. Сахаров¹, Ю.В. Никулин^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2}

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

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

E-mail: khivintsev@gmail.com

Поступила в Редакцию 15 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2019 г.

Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

Экспериментально и теоретически исследовано распространение спиновых волн в пленке железоиттриевого граната, декорированной микроструктурами из никелевой пленки. Показано, что выбором геометрии микроструктур никеля можно управлять затуханием и формировать волновые пучки спиновых волн.

Ключевые слова: спиновая волна, пленка железоиттриевого граната, декорирование ферромагнитным металлом, волновые каналы.

DOI: 10.21883/FTT.2019.09.48108.15N

1. Введение

Одним из активно развиваемых направлений современной микроэлектроники является магنونика, в основе которой лежит использование для обработки информации эффектов распространения спиновых волн (СВ) в магнитных микро- и наноструктурах [1–3]. При этом важным звеном на пути построения миниатюрных магнонных устройств с развитой архитектурой является задача формирования и управления потоками СВ. В частности, формирование отдельных потоков СВ и обеспечение их взаимодействия необходимо для построения магнонной логики и устройств голографической памяти, основанных на интерференции СВ [4–9]. Представляет интерес также осуществление пространственно-частотного разделения СВ и создание на их основе многоканальных СВЧ фильтров [10].

Применительно к тонкопленочным структурам можно выделить два основных способа разделения потоков СВ. Первый основан на анизотропии свойств СВ и применении возбуждающих систем сложной формы [10–16] для осуществления эффектов фокусировки и пространственного разделения потоков СВ в тонкопленочном волноводе. Второй способ предполагает локализацию потока СВ за счет использования тонкопленочных волноводов ограниченной ширины [4–9, 17–20].

В последнем случае, как правило, применяются волноводы и системы на их основе, сформированные путем геометрического структурирования магнитной пленки литографическими методами. В качестве магнитной среды для формирования таких волноводов в экспериментах зачастую используется железоиттриевый гранат (ЖИГ), как материал, характеризующийся рекордно низким за-

туханием СВ среди известных магнетиков. При этом имеются определенные технологические сложности с травлением ЖИГ (наличие бокового подтравивания при химическом травлении и невысокая разрешающая способность лазерного скрайбирования делают их малоприменимыми для формирования структур из ЖИГ с латеральными размерами $< 50 \mu\text{m}$, а относительно низкая скорость ионного травления затрудняет формирование структур из пленок ЖИГ толщиной $> 1 \mu\text{m}$). Поэтому актуальным является поиск и изучение иных механизмов формирования потоков СВ ограниченной ширины, не требующих структурирования пленки ЖИГ. Отметим также, что ранее рассматривалась возможность формирования волновых пучков за счет создания неоднородных полей подмагничивания определенной формы [21]. Однако опять же такой подход сопряжен с существенными техническими трудностями в реализации.

В нашей работе исследуется возможность использования для этих целей декорирования поверхности ЖИГ ферромагнитным металлом — никелем (Ni). Такие структуры более просты в изготовлении (за счет более развитых и менее затратных технологий обработки Ni по сравнению с ЖИГ), и в то же время обеспечивают два источника влияния на свойства СВ в ЖИГ: через взаимодействие с электронами проводимости [22] и через взаимодействие с магнитной системой Ni. При этом отметим, что ранее [23] исследовалась возможность использования проводящих и магнитных материалов в качестве поглотителей СВ для борьбы с паразитными отражениями в тонкопленочных образцах ЖИГ. Достаточно подробно были изучены особенности спектра СВ в двуслойных магнитных структурах, см. например [24]. Теоретически рассматривалась

также возможность формирования волновых каналов для СВ за счет декорирования немагнитным металлом [25]. Однако, возможность формирования волновых пучков с помощью декорирования ферромагнитным металлом, насколько известно авторам, ранее не обсуждалась.

2. Исследуемые структуры

На рис. 1 показаны исследуемые структуры на основе пленки ЖИГ, декорированной пленкой Ni, с микроантеннами (МА) для возбуждения–приема СВ, сформированными на поверхности ЖИГ. МА представляли собой микрополоски шириной $w_{MA} = 8 \mu m$ и длиной $50 \mu m$ с квадратными контактными площадками на обоих концах размерами $100 \times 100 \mu m$. МА 1 использовалась в качестве возбуждающей, МА 2 и 3 — приемных. Расстояние L_{MA} между МА 1 и 2 составляло $476 \mu m$, между МА 2 и 3 — $350 \mu m$.

Структура А была свободна от Ni. В структуре В между возбуждающей и приемными МА симметрично по центру располагалась полоска Ni шириной $L_{Ni} = 400 \mu m$. Структура С отличалась от структуры В наличием микроканала шириной $50 \mu m$ в полоске Ni между МА 1 и 2. В структуре D из пленки Ni была сформирована микрополоска шириной $50 \mu m$ между МА 1 и 2, то есть данная структура была обращенной по отношению к С. В структуре Е микроканал в пленке Ni был сформирован между МА 1 и 3.

Отметим, что все структуры были симметричны относительно оси, проходящей через центры МА 1 и 2. То есть справа от МА 2 располагалась еще одна МА,

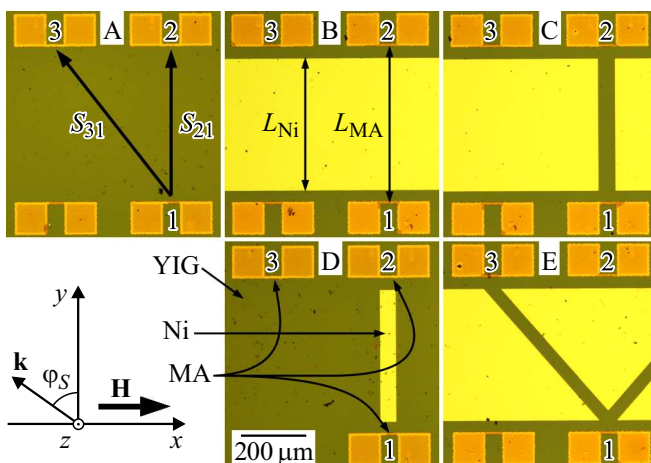


Рис. 1. Фотографии экспериментальных структур А–Е (см. соответствующие подписи сверху фотографий). Различные цвета на фотографиях соответствуют различным материалам: ЖИГ, Ni и медным МА с контактными площадками (см. стрелки с соответствующими пояснениями на фотографии структуры D). Цифрами указаны номера МА на каждой структуре.

симметричная 3, и в структуре Е имелся соответствующий канал к этой антенне. Однако результаты, полученные для этой дополнительной МА, для всех типов структур были аналогичны результатам для МА 3, и поэтому далее не обсуждаются.

Для изготовления структур использовалась пленка ЖИГ толщиной $d_{YIG} = 3.5 \mu m$ с намагниченностью $4\pi M_{YIG} = 1750 G$ и полушириной линии ферромагнитного резонанса $\Delta H = 0.5 Oe$, выращенная жидкофазной эпитаксией на подложке гадолиний галлиевого граната. Все структуры (А–Е) изготавливались на одной подложке в рамках единой процедуры. Сначала с помощью технологий магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления на поверхности пленки ЖИГ формировались необходимые микроструктуры из Ni толщиной $d_{Ni} = 0.35 \mu m$. Затем с использованием тех же технологий изготавливались МА с контактными площадками из меди такой же толщины. При изготовлении МА, на этапе фотолитографии, осуществлялось совмещение топологии микроантенн с микроструктурами из Ni с точностью не хуже $2 \mu m$.

3. Методика измерений

Тестирование структур проводилось с помощью векторного анализатора цепей и СВЧ зондовой станции в интервале частот $1-7 GHz$. Измерялись амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) и фазо-частотные характеристики (ФЧХ) коэффициентов передачи между МА 1 и МА 2, 3 (S_{21} и S_{31} соответственно) при различной величине поля подмагничивания $H = 120-1322 Oe$, приложенного вдоль оси x (см. рис. 1). ФЧХ использовались для расчета экспериментальной дисперсии СВ согласно выражению

$$k = -[\text{Arg}(S_{21}^X(f)) - \text{Arg}(S_{21}^A(f)) \cdot (1 - L_{Ni}/L_{MA})]/L_{Ni},$$

где k и f — волновое число и частота СВ соответственно, X — тип структуры (X = А–D). Отметим, что данное выражение учитывает тот факт, что в структурах, декорированных никелем, СВ часть пути ($L_{MA} - L_{Ni}$) распространяется по свободной пленке, и для таких структур описывает дисперсию именно на декорированном участке пути (L_{Ni}).

Мощность сигнала, подаваемого на МА 1, составляла $-40 dBm$, что ниже порога параметрической неустойчивости СВ. Для повышения чувствительности измерений при столь малой мощности сигнал с выхода исследуемой структуры перед подачей на анализатор цепей пропускался через малошумящий предусилитель с коэффициентом усиления $+25 dB$. Перед проведением измерений выполнялась калибровка, позволяющая исключить влияние кабелей, зондов и усилителя на результаты измерений.

Для снижения влияния уровня прямой электромагнитной наводки между МА, результаты измерений подверга-

лись дополнительной математической обработке: из характеристик, полученных при выбранном H , вычитались характеристики, отвечающие электромагнитной наводке, измеренные при $H = 2.6 \text{ kOe}$, когда дно спектра СВ $f_H = \gamma \cdot H$, где $\gamma = 2.8 \text{ MHz/Oe}$ — гиромагнитное отношение для ЖИГ, выше 7 GHz .

4. Методика расчета

Выбранная геометрия подмагничивания отвечает распространению вдоль оси y (см. рис. 1) поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ). При этом на данный момент не существует теории, которая бы описывала динамические процессы, связанные с распространением ПМСВ в слоистой структуре из двух магнетиков, один из которых является проводником. Поэтому для анализа экспериментальных результатов мы использовали известные теории по влиянию на дисперсию и затухание ПМСВ металлизации ЖИГ [22,26] и наличия дополнительного магнитного слоя [24]. Для анализа привлекалось также микромагнитное моделирование, которое учитывало динамические процессы как в ЖИГ, так и в Ni, но не учитывало электрических свойств Ni.

Расчет дисперсии и пространственного декремента k'' ПМСВ, распространяющейся вдоль y , в свободной пленке ЖИГ (k''_{YIG}) и нагруженной металлом конечной проводимости ($k''_{\text{YIG-Ni}}$) проводился с использованием дисперсионного соотношения, полученного в [26]. При этом удельное электрическое сопротивление металла ρ и его относительная магнитная проницаемость μ выбирались соответствующими Ni: $\rho = 7 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$, $\mu = 100$. Геометрические и магнитные параметры пленки ЖИГ соответствовали эксперименту. Для сравнения с экспериментальными АЧХ полученные значения k'' пересчитывались в коэффициент затухания в логарифмическом масштабе Δ согласно выражениям

$$\Delta = 8.68 \cdot k''_{\text{YIG}} \cdot L_{\text{MA}} \quad \text{для структуры А,}$$

$$\Delta = 8.68 \cdot k''_{\text{YIG}} \cdot (L_{\text{MA}} - L_{\text{Ni}}) + 8.68 \cdot k''_{\text{YIG-Ni}} \cdot L_{\text{Ni}} \quad \text{для структуры В.}$$

Для расчета дисперсионной зависимости в двухслойной структуре из двух магнетиков использовались результаты [24]. При этом пренебрегалось затуханием спиновых волн. Геометрические и магнитные параметры пленки ЖИГ в расчетах соответствовали эксперименту. Намагниченность Ni принималась равной $4\pi M_{\text{Ni}} = 6160 \text{ G}$.

Микромагнитное моделирование проводилось с помощью пакета программ ООММФ 1.2b0 [27]. При этом использовались характерная для ЖИГ и Ni обменная жесткость $A_{\text{YIG}} = 4 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$ и $A_{\text{Ni}} = 9 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$, а также характерный для этих материалов параметр затухания Гилберта $\alpha_{\text{YIG}} = 10^{-3}$ и $\alpha_{\text{Ni}} = 0.12$. Прочие параметры были такими же, как и в расчетах, описанных выше. При этом отметим, что все параметры,

использовавшиеся в настоящей работе для расчетов, являются типичными для ЖИГ и Ni [28]. Размеры расчетной области по координатам x , y и z составляли 1350 , 570 и $3.85 \mu\text{m}$ соответственно. Размеры ячеек были $dx = dy = 3 \mu\text{m}$ и $dz = 0.35 \mu\text{m}$. Отметим, что при выбранном dz по толщине Ni укладывается одна ячейка, а по толщине ЖИГ — 10, что позволяет моделировать колебания намагниченности неоднородные по толщине ЖИГ.

Сначала рассчитывалось равновесное состояние намагниченности при выбранном стационарном поле подмагничивания H , ориентированном вдоль x . Затем к полю H добавлялось поле $h_{\sim} = 0.1 \sin(2\pi ft) \text{ Oe}$, поляризованное вдоль оси z и локализованное на участке $50 \times 8 \times 3.85 \mu\text{m}$. Таким образом, осуществлялась поперечная накачка гармоническим сигналом на частоте f в области, отвечающей МА. Амплитуда высокочастотного поля h_{\sim} выбиралась достаточно малой (0.1 Oe), чтобы избежать развития параметрической неустойчивости СВ и проявления связанных с этим эффектов.

В условиях такого внешнего воздействия осуществлялся расчет динамики намагниченности, и записывались мгновенные распределения одной из поперечных компонент намагниченности — M_z , характеризующей прецессию спинов по образцу, с шагом по времени $\Delta t = 10^{-11} \text{ s}$. Для того чтобы вычлнить высокочастотную составляющую M_z и построить карты распределения колебаний M_z по образцу, из полученных данных вычиталось равновесное распределение M_z , рассчитанное при $h_{\sim} = 0$.

Отметим, что размеры ячеек в микромагнитном моделировании значительно превышали обменную длину для ЖИГ и Ni и выбирались такими исходя из необходимости провести расчет для области, отвечающей экспериментальным образцам, при имеющейся вычислительной мощности. В этом случае, как известно [29], большой размер ячейки может вносить существенные искажения в динамические явления, определяющую роль для которых имеет обменное взаимодействие, и, в то же время, слабо влияет на длинноволновые возбуждения. В настоящей работе рассматриваются достаточно длинные СВ ($k < 10^4 \text{ rad/cm}$), вклад обменного взаимодействия в формирование которых достаточно мал, что позволяет рассчитывать на адекватность результатов моделирования эксперименту.

5. Результаты и обсуждение

Как известно [30], в касательно намагниченной свободной пленке ЖИГ могут распространяться два типа дипольных СВ: ПМСВ и обратная объемная магнитостатическая волна (ОМСВ), имеющие общую длинноволновую границу $f_0 = \gamma \cdot (H(H + 4\pi M_{\text{YIG}}))^{1/2}$. Спектр ПМСВ располагается выше f_0 , а ОМСВ — ниже. Групповая скорость низшей моды ОМСВ максимальна при распространении вдоль H и уменьша-

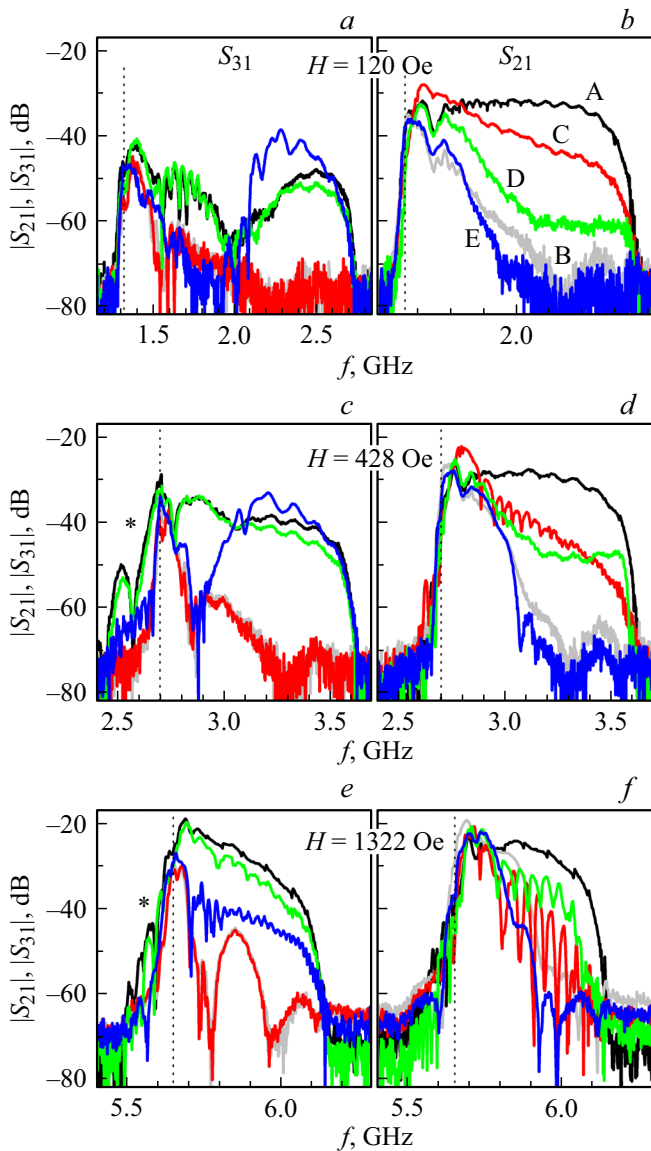


Рис. 2. АЧХ S_{31} (a, c, e) и S_{21} (b, d, f) для различных структур (см. обозначения кривых на b) при $H = 120$ (a, b), 428 (c, d) и 1322 Ое (e, f). Вертикальный пунктир — положение f_0 .

ется до нуля при развороте направления распространения на 90° . Групповая скорость ПМСВ, наоборот, максимальна при распространении перпендикулярно H и уменьшается при отклонении от этого направления. При этом для ПМСВ имеется угол отсечки $\varphi_S = \arctg((4\pi M_{YIG}/H)^{1/2})$ — см. рис. 1, больше которого ПМСВ не существует.

Для экспериментальных структур угол распространения между МА 1 и 3 относительно оси y составлял $\varphi_{13} \approx 36^\circ$, и условие распространения ПМСВ к МА 3 ($\varphi_S > \varphi_{13}$) выполнялось до $H \approx 3200$ Ое, что значительно превышает величины полей в эксперименте. То есть для структуры А во всем интервале экспериментальных H было возможно распространение ПМСВ с волновым вектором k , направленным как к МА 2,

так и к МА 3. При этом возможность возбуждения волн МА 1 с волновыми векторами отличными от направления оси y обусловлена конечной и довольно малой апертурой МА.

Действительно, в эксперименте для структуры А наблюдалось эффективное прохождение сигнала выше f_0 для обоих этих направлений распространения — см. рис. 2. При этом низкочастотная граница зоны прохождения в S_{21} , как для структуры А, так и для всех остальных структур, хорошо совпадает с f_0 (небольшое несоответствие может быть отнесено на наличие анизотропии, которая не учитывалась при расчете f_0 , а также на некоторое несоответствие экспериментальных параметров расчетным). Это свидетельствует о том, что передача сигнала в этом случае ($f > f_0$) осуществляется исключительно ПМСВ.

В S_{31} для структур А и D наблюдалась также дополнительная зона прохождения сигнала ниже f_0 (отмечена * на рис. 2, c и e), которая становилась заметной при $H > 200$ Ое. Эту зону естественно связать с ООМСВ. При этом увеличение эффективности прохождения ООМСВ с ростом поля можно объяснить соответствующим увеличением групповой скорости для нее.

Структура А

Экспериментальная дисперсия ПМСВ для структуры А, полученная из ФЧХ S_{21} , находилась в хорошем согласии с теоретической для свободной пленки ЖИГ —

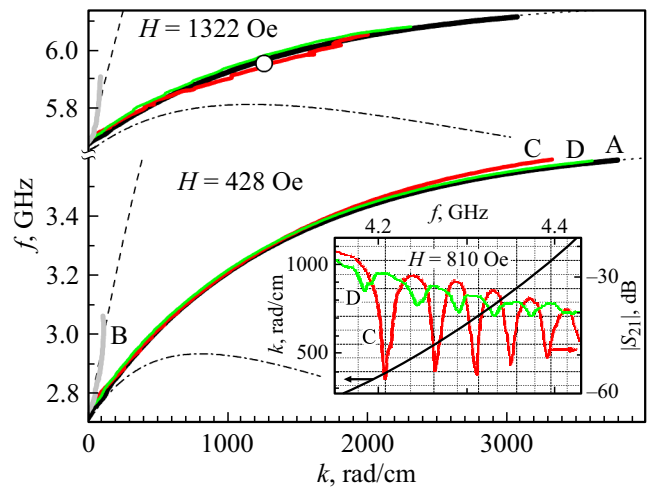


Рис. 3. Экспериментальная дисперсионная характеристика, полученная из S_{21} , для различных структур (см. обозначения кривых) при $H = 428$ и 1322 Ое. Тонкая пунктирная линия — теоретическая дисперсионная характеристика ПМСВ в свободной пленке ЖИГ. Штриховая и штрих-пунктирные линии — расчет для структуры ЖИГ–Ni, где учтена проводимость Ni и его динамические магнитные свойства, соответственно. Кружок — данные микромагнитного моделирования для структуры А. На вставке — дисперсионная характеристика ПМСВ в свободной пленке ЖИГ и участок АЧХ S_{21} для структур С и D при $H = 810$ Ое.

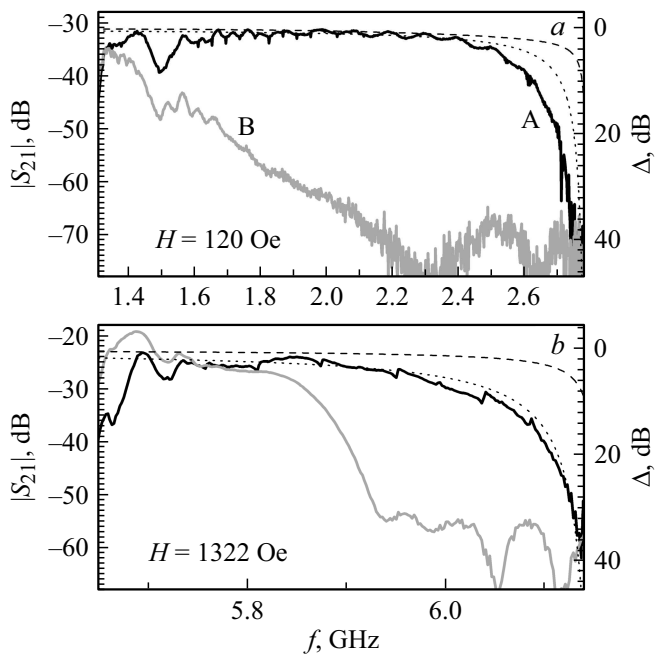


Рис. 4. Экспериментальные АЧХ S_{21} для структур А и В (черная и серая сплошные линии соответственно), а также рассчитанные частотные зависимости затухания ПМСВ Δ для свободной пленки ЖИГ (пунктир), и нагруженной пленки Ni (штриховая линия) с учетом его проводимости при $H = 120$ (a) и 1322 Oe (b).

см. рис. 3. Максимальные k в эксперименте составили $\sim 4 \cdot 10^4$ rad/cm. Такое ограничение объясняется как резким падением эффективности возбуждения при $k_{\max} \approx \pi/w_{\text{МА}}$ для антенн из одиночных полосок, так и резким снижением групповой скорости коротких ПМСВ, сопровождающимся увеличением затухания.

Рассчитанные частотные зависимости затухания ПМСВ в свободной пленке ЖИГ соответствовали экспериментальным АЧХ S_{21} для структуры А (см. рис. 4), если принять, что имеются дополнительные потери сигнала величиной Δ_0 и соответственно сдвинуть кривые Δ относительно экспериментальных АЧХ на эту величину. При этом Δ_0 составляла ~ 31 dB для $H = 120$ Oe и уменьшалась с ростом поля до ~ 23 dB для $H = 1322$ Oe. Отметим, что эти дополнительные потери связаны как с потерями на преобразование электромагнитных колебаний в колебания намагниченности, так и с тем, что МА 2 принимает лишь часть потока ПМСВ, формируемого МА 1 (см. рис. 5, a).

Для больших H наблюдалось хорошее количественное соответствие частотных зависимостей Δ и $|S_{21}|$ (рис. 4, b), тогда как при малых H наблюдалось расхождение в высокочастотной части (рис. 4, a). Такое расхождение можно объяснить тем, что в эксперименте при малых H высокочастотная часть АЧХ формировалась за счет более коротких волн (см. рис. 3), с k близкими к k_{\max} , и соответственно в этом случае более

существенное влияние на формирование $|S_{21}|$ оказывает зависимость эффективности МА от k .

Отметим, что, согласно [30], можно было бы ожидать снижения высокочастотной границы спектра ПМСВ f_S при распространении под углом к оси y (от МА 1 к МА 3). Причем, чем выше H , тем большего снижения f_S следует ожидать. В частности, для $H = 1322$ Oe при распространении ПМСВ вдоль y теория [30] дает $f_S \approx 6.15$ GHz, а при распространении под углом ϕ_{13} — $f_S \approx 5.76$ GHz. Однако в эксперименте высокочастотные границы АЧХ S_{21} и S_{31} совпадают во всем интервале H . Это связано с сильной анизотропией свойств ПМСВ, проявляющейся в различии направлений груп-

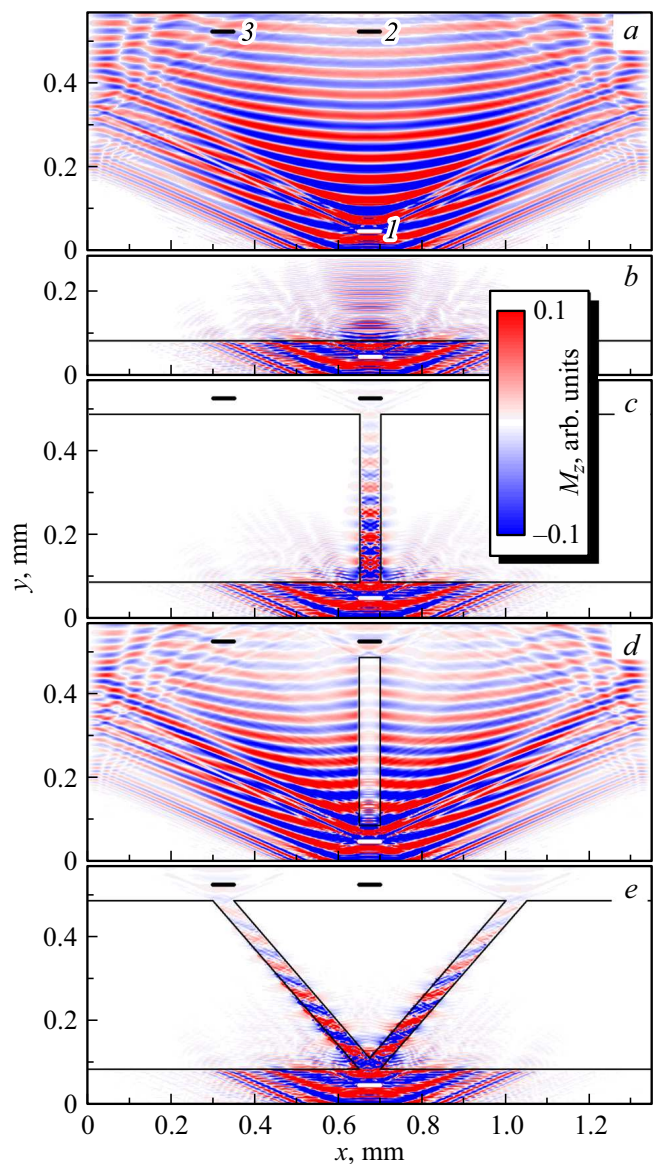


Рис. 5. Результаты микромагнитного моделирования: мгновенное распределение высокочастотной составляющей M_z в структурах А–Е (a–e соответственно) при $H = 1322$ Oe и $f = 5.95$ GHz. Жирные горизонтальные линии показывают положение МА, тонкие линии — границы пленки Ni.

повой и фазовой скоростей [13]. Микромагнитное моделирование показывает (рис. 5, *a*), что МА 1 формирует ПМСВ, которая независимо от направления потока энергии в пределах местоположения МА 2 и 3 имеет направление фазовой скорости, близкое к оси y . Это и обуславливает равенство f_s для различных направлений распространения сигнала, поскольку именно направление фазовой скорости в [30] определяет f_s .

Отметим также, что микромагнитное моделирование для структуры А дало k близкое к экспериментальному — см. рис. 3. Это свидетельствует об адекватности моделирования экспериментальной ситуации.

Структура В

Для структуры В в эксперименте наблюдалось сильное подавление высокочастотной части спектра ПМСВ по сравнению со структурой А. Дисперсия для этой структуры, полученная из экспериментальных данных для участка прохождения, была близка к расчету, учитывающему электропроводность Ni (рис. 3). При этом следует отметить, что область прохождения сигнала ограничивалась длинами волн $\lambda > L_{Ni}$.

Расчитанные с учетом проводимости Ni частотные зависимости Δ для этого случая сильно отличались от экспериментальных АЧХ S_{21} (рис. 4). Исходя из расчетов, влияние Ni, как проводника, должно не увеличивать, а уменьшать затухание ПМСВ. Таким образом, электропроводность Ni не может объяснить сильного подавления ПМСВ в эксперименте.

Между тем, известно [24], что наличие дополнительного магнитного слоя, обладающего большей намагниченностью, может существенно перестраивать дисперсию ПМСВ в ЖИГ, снижая ее высокочастотную границу по сравнению со свободной пленкой. Для иллюстрации этого на рис. 3 приведены результаты расчета дисперсии ПМСВ в пленке ЖИГ, нагруженной магнитным слоем с параметрами, отвечающими Ni. В эксперименте прохождение ПМСВ в структуре В наблюдается в более широком интервале частот, чем предсказывает теория. Однако это может быть обусловлено тем, что данная теория не учитывает проводимости Ni. Таким образом, можно предположить, что наблюдаемое сужение зоны прохождения ПМСВ в структуре В по сравнению со случаем свободной пленки является отражением перестройки дисперсии за счет наличия магнитных свойств у Ni. Отметим также, что Ni является сильно диссипативной магнитной средой и может выступать в роли эффективного демпфера для магнитных колебаний в ЖИГ, и это также может являться одной из причин сильного подавления ПМСВ в структуре В.

Микромагнитное моделирование для структуры В (рис. 5, *b*), также как и эксперимент, демонстрировало сильное подавление ПМСВ в высокочастотной части спектра. При этом микромагнитное моделирование не

учитывает электронное поглощение, но описывает магнитное состояние и динамические процессы, как в ЖИГ, так и в Ni. Поэтому его результаты являются еще одним доказательством того, что сильное подавление сигнала в эксперименте следует связывать с влиянием Ni именно как магнетика.

Следует отметить, что на рис. 5, *b* приведена лишь та часть области моделирования, где колебания намагниченности для структуры В были наиболее ярко выражены. На опущенном участке колебания M_z в выбранном масштабе не видны. Отметим также, что микромагнитное моделирование для структуры В демонстрирует наличие коротковолновых возбуждений на фоне длинноволновых колебаний с λ , близким к свободной пленке. Столь коротковолновые возбуждения не могут эффективно возбуждаться—приниматься МА, использованными в эксперименте, и поэтому далее не обсуждаются. При этом стоит отметить, что их наличие может являться артефактом вследствие упрощения действия МА при моделировании. Возможно также, что возбуждению коротких СВ в данном случае способствует наличие магнитных неоднородностей (границ области моделирования, а также границы микроструктуры Ni).

Структуры С, D и E

В структуре С наличие микроканала, свободного от Ni, обеспечивало эффективное прохождение сигнала к МА 2 в той же полосе частот, что и в структуре А, тогда как АЧХ S_{31} с точностью эксперимента совпадала с результатами для структуры В — см. рис. 2. АЧХ S_{21} характеризовалась повышением затухания сигнала с ростом частоты по сравнению с результатами для структуры А. При этом при $H > 400$ Ое в АЧХ наблюдалась серия осцилляций, глубина которых увеличивалась с ростом H . Экспериментальная дисперсия, определенная из S_{21} , была близка к случаю свободной пленки — см. рис. 3.

Микромагнитное моделирование демонстрировало качественное согласие с экспериментом: ПМСВ под Ni подавлялась, и наблюдалось прохождение волны лишь в микроканале, свободном от Ni (рис. 5, *c*). При этом можно видеть наличие некоей структуры у волнового поля по ширине канала, что может быть связано с многомодовым режимом распространения ПМСВ в нем. Видно также, что волновой пучок ПМСВ не ограничивается строго геометрической границей волнового канала, сформированного пленкой Ni. Однако магнитные колебания под Ni быстро спадают по мере продвижения от границы волнового канала.

Для структуры D характеристика $|S_{31}|$ была близка к случаю структуры А (рис. 2). При этом АЧХ S_{21} была близка к результатам для структуры В лишь в очень слабых полях. С ростом H прохождение сигнала, отвечающее высокочастотной части $|S_{21}|$, улучшалось. При $H > 800$ Ое в АЧХ появлялась серия осцилляций.

Экспериментальная дисперсия, определенная из S_{21} , с хорошей точностью совпадала с результатами для свободной пленки (рис. 3). Это указывает на то, что большая часть энергии от МА 1 к МА 2 передавалась по свободной пленке, огибая микрополоску Ni. Об этом же свидетельствуют и результаты микромагнитного моделирования — см. рис. 5, *d*. При этом микромагнитное моделирование демонстрирует также небольшое изменение волнового фронта по сравнению со структурой А: вблизи от микрополоски Ni и под ней волновой фронт выгибается в сторону МА 2, что можно интерпретировать как повышение фазовой скорости ПМСВ в этом месте.

При сравнении АЧХ S_{21} , отвечающих структурам С и D, обращает на себя внимание тот факт, что осцилляции в АЧХ для этих двух структур чередуются: минимумы прохождения для структуры С отвечают максимумам прохождения для структуры D и наоборот (см. рис. 2, а также вставку на рис. 3). Анализ положения указанных осцилляций с точки зрения дисперсионной характеристики показывает, что они с хорошей точностью соответствуют укладыванию целого числа полуволн ПМСВ на длине $L_{Ni} : L_{Ni} = \lambda \cdot n/2$, где n — целое число. Для наглядности на вставке на рис. 3 штриховыми и пунктирными линиями отмечены k и f ПМСВ, отвечающие этому условию при нечетных и четных n соответственно. Видно, что для структуры С минимумы прохождения соответствуют нечетным n , а максимумы — четным. Для структуры D ситуация обратная. В целом это указывает, что данные осцилляции в АЧХ связаны с установлением резонансов стоячих ПМСВ на длине L_{Ni} , однако причина различия в положении осцилляций для структур С и D пока не ясна.

Для структуры E область частот, отвечающая высокочастотной (коротковолновой) части спектра ПМСВ, характеризовалась эффективной передачей сигнала к МА 3 и слабой передачей к МА 2 — см. рис. 2. Наиболее ярко это проявлялось в слабых полях подмагничивания. Результаты микромагнитного моделирования (рис. 5, *e*) качественно согласуются с экспериментом. При этом видно, что волновой пучок, распространяющийся в канале от МА 1 к 3, также как и ПМСВ в структуре А характеризуется направлением фазовой скорости, близким к оси u .

6. Заключение

Таким образом, в работе показано, что в пленке ЖИГ, нагруженной Ni, ПМСВ может испытывать значительное подавление, что в свою очередь может быть использовано для управления волновыми потоками и формирования отдельных волновых пучков в пленке ЖИГ за счет создания на ее поверхности структур из Ni. При этом анизотропность характеристик ПМСВ позволяет обеспечить эффективную передачу сигнала под различными углами к полю подмагничивания. Обнаружен

эффект формирования пространственных резонансов на размерах никелевых структур.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2019-0013 „Спинтроника“ при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-57-00005).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D* **43**, 264001 (2010).
- [2] A.A. Serga, A.V. Chumak, B. Hillebrands. *J. Phys. D* **43**, 264002 (2010).
- [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**, 1099 (2015).
- [4] A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang. *J. Phys. D* **43**, 264005 (2010).
- [5] M. Balynsky, A. Kozhevnikov, Y. Khivintsev, T. Bhowmick, D. Gutierrez, H. Chiang, G. Dudko, Y. Filimonov, G. Liu, C. Jiang, A.A. Balandin, R. Lake, A. Khitun. *J. Appl. Phys.* **121**, 024504 (2017).
- [6] M. Balynskiy, H. Chiang, A. Kozhevnikov, G. Dudko, Y. Filimonov, A.A. Balandin, A. Khitun. *AIP Advances* **8**, 056619 (2018). DOI: 10.1063/1.5007164
- [7] A. Kozhevnikov, F. Gertz, G. Dudko, Y. Filimonov, A. Khitun. *Appl. Phys. Lett.* **106**, 142409 (2015).
- [8] Y. Khivintsev, M. Ranjbar, D. Gutierrez, H. Chiang, A. Kozhevnikov, Y. Filimonov, A. Khitun. *J. Appl. Phys.* **120**, 123901 (2016).
- [9] D. Gutierrez, H. Chiang, T. Bhowmick, A.D. Volodchenkov, M. Ranjbar, G. Liu, C. Jiang, C. Warren, Y. Khivintsev, Y. Filimonov, J. Garay, R. Lake, A.A. Balandin, A. Khitun. *J. Magn. Magn. Mater.* **428**, 348 (2017).
- [10] A. Papp, W. Porod, A.I. Csurgay, G. Csaba. *Sci. Rep.* **7**, 9245 (2017).
- [11] А.В. Вашковский, К.В. Гречушкин, А.В. Стальмахов, В.А. Тюлюкин. *РЭ* **31**, 838 (1986).
- [12] А.В. Вашковский, К.В. Гречушкин, А.В. Стальмахов, В.А. Тюлюкин. *РЭ* **32**, 1176 (1986).
- [13] А.В. Вашковский, А.В. Стальмахов, Д.Г. Шахназарян. *Изв. вузов. Физика* **31**, 67 (1988).
- [14] R. Gieniusz, P. Gruszecki, M. Krawczyk, U. Guzowska, A. Stognij, A. Maziewski. *Sci. Rep.* **7**, 8771 (2017).
- [15] Г.М. Дудко, А.В. Кожевников, В.К. Сахаров, А.В. Стальмахов, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев. *Изв. Саратовского ун-та. Сер.: Физика* **18**, 92 (2018).
- [16] M. Madami, Y. Khivintsev, G. Gubbiotti, G. Dudko, A. Kozhevnikov, V. Sakharov, A. Stal'makhov, A. Khitun, Y. Filimonov. *Appl. Phys. Lett.* **113**, 152403 (2018).

- [17] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, S.A. Odincov, S.E. Sheshukova, Y.P. Sharaevskii, A.I. Stognij, S.A. Nikitov. Appl.Phys. Lett. **108**, 172411 (2016).
- [18] V.S. Tkachenko, A.N. Kuchko, M. Dvornik, V.V. Kruglyak. Appl. Phys. Lett., **101**, 152402, (2012). DOI: 10.1063/1.475
- [19] A. Sadovnikov, C.S. Davies, S.V. Grishin, V.V. Kruglyak, D.V. Romanenko, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. Appl.Phys. Lett. **106**, 192406 (2015).
- [20] A.V. Sadovnikov, C.S. Davies, V.V. Kruglyak, D.V. Romanenko, S.V. Grishin, E.N. Beginin, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. Phys. Rev. B **96**, 060401 (2017).
- [21] А.Ю. Анненков, С.В. Герус, С.И. Ковалев. ЖТФ **74**, 98 (2004).
- [22] А.Г. Веселов, С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, А.Г. Сухаревы, Ю.А. Филимонов. РЭ **39**, 2067 (1994).
- [23] W.S. Ishak. Proc. IEEE **76**, 171 (1988).
- [24] В.И. Зубков, В.А. Епанечников, В.И. Щеглов. РЭ **52**, 192 (2007).
- [25] G.A. Vugalter, A.G. Korovin. J. Phys. D **31**, 1309 (1998).
- [26] Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев. РЭ **47**, 1002 (2002).
- [27] M.J. Donahue, D.G. Porter. Interagency Report NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (1999).
- [28] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Физматлит, М. (1994). 464 с.
- [29] R.E. Camley, B.V. McGrath, Y. Khivintsev, Z. Celinski, R. Adam, C.M. Schneider, M. Grimsditch. Phys. Rev. B **78**, 024425 (2008).
- [30] R.W. Damon, J.R. Eshbach. J. Phys. Chem. Solids **19**, 308 (1961).

Редактор Е.Ю. Флегонтова