

УДК 539.2:537.62

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В НАНОРАЗМЕРНЫХ СВЯЗАННЫХ ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ

© 2025 г. В. В. Балаева*, Д. В. Романенко, М. А. Морозова

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»,
Саратов, Россия*

**E-mail: vkonda2000@mail.ru*

Поступила в редакцию 14.11.2024 г.

После доработки 03.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Методами микромагнитного моделирования изучено распространение спиновых волн в двух наноразмерных латерально связанных ферритовых пленках. Исследованы особенности перекачки мощности поверхностных и обратных объемных магнитостатических волн. Установлено влияние расстояния между пленками и ширины пленок на длину перекачки и частоту отсечки данных типов волн.

Ключевые слова: спинтроника, спиновая волна, магнитостатические волны, перекачка, ЖИГ, феррит, наноматериал, микромагнитное моделирование, связанная структура, латеральная структура.

DOI: 10.31857/S0367676525040264, **EDN:** GUQOLV

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы микро- и наноструктуры на основе магнитных материалов вызывают широкий интерес исследователей в связи с возможностями их потенциального использования в системах связи нового поколения, где информация будет передаваться с помощью магнонов или спиновых волн [1, 2].

Спиновые волны и их кванты-магноны являются перспективными носителями информации в будущих системах обработки сигналов, поскольку затухание Гильберта, связанное с распространением спиновых волн, может быть значительно снижено по сравнению с джоулевыми тепловыми потерями в электронных устройствах. Было предложен ряд концепций магнитной логики и обработки сигналов на спиновых волнах [3, 4]. Но одной из нерешенных проблем магнитной технологии является эффективное и управляемое соединение отдельных устройств обработки магнитных сигналов в магнитную схему. Для этой цели перспективными кандидатами являются связанные структуры. Связанные структуры существенно расширяют функциональные возможности радиофизических систем, так как появляется дополнительный управляющий параметр – связь. Такие структуры широко используются как в микроволновой технике [5, 6], так и в оптических системах [7, 8]. В случае двух связанных волноведущих ферро-

магнитных структур связь приводит к появлению симметричной и антисимметричной нормальных волн, распространяющихся с различными групповыми и фазовыми скоростями, характеристиками которых можно управлять путем изменения расстояния между связанными волноводами [9]. Благодаря связи между магнитными каналами существенно изменяются динамические свойства волновых процессов и реализуются новые типы спиновых возбуждений [10, 11].

Можно выделить два типа связанных магнитных систем, а именно волноводы, расположенные в плоской геометрии, параллельно [12, 13] и под углом друг к другу [14, 15] (волноводы с поперечной связью), и волноводы, имеющие форму многослойных структур [16, 17]. Для реализации управляемого соединения между магнонными каналами планарная геометрия является более актуальной, т.к. экспериментальные исследования сэндвич структуры довольно сложны из-за отсутствия доступа к отдельным слоям, который необходим для возбуждения и приема распространяющихся СВ.

Ранее были проведены исследования особенностей распространения волн в планарно-поперечно связанных структурах с использованием бриллюэновского рассеяния света для пленок микронной толщины [12, 13] и микроволновых методов для микро- и наноразмерных ферромагнитных пленок [12, 18]. Было продемонстрировано, что в таких системах реализуется

периодическая передача мощности из одного волновода в другой, а пространственным периодом можно управлять с помощью величины постоянного магнитного поля, ориентации статической намагниченности каналов, геометрии связанной структуры [18, 19]. Большинство работ посвящено рассмотрению структур микронных размеров. Однако, современные технологии выращивания магнитных пленок позволяют создавать пленки наноразмерной толщины, что более актуально с точки зрения миниатюризации и энергоэффективности устройств на таких структурах.

В работе [20] рассмотрено распространение СВ в латерально связанных наноразмерных магнитных волноводах для случая обратных объемных магнитостатических волн (ОМСВ). Исследована перекачка ОМСВ между магнитными волноводами и предложена конфигурация волноводов, для которой может быть реализована функция ответвления сигнала на базе такой системы. Однако для получения полной картины и заключения об эффективности использования связанных структур для реализации магнанных соединений необходимо рассмотреть также случай поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

В настоящей работе на основе микромагнитного моделирования с помощью среды

MuMax3 рассматриваются два типа волн, ПМСВ и ОМСВ, в латерально связанных наноразмерных магнитных волноводах. Исследованы особенности перекачки мощности между волноводами для обоих типов спиновых волн. Исследовано влияние геометрии волноводов, в том числе ширины волноводов и расстояния между волноводами на характер перекачки спиновых волн.

МОДЕЛЬ ЗАДАЧИ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

На рис. 1а представлена схема исследуемой структуры, представляющей собой две ферромагнитные пленки (ФП) толщиной S и шириной w , расположенные в планарной геометрии в одной плоскости. ФП разделены воздушным зазором ширины d . Структура помещена во внешнее магнитное поле напряженностью H_0 . В случае, если поле направлено вдоль оси y , в структуре распространяются ПМСВ, если вдоль оси x — в структуре распространяются ОМСВ. Сигнал подается на вход ФП-1.

Параметры структуры следующие: толщина пленок $S = 100$ нм, длина пленок $L = 100$ мкм, ширина пленок d не менее 2 мкм, ширина возбуждающего полоска $w = 2$ мкм. Параметры ма-

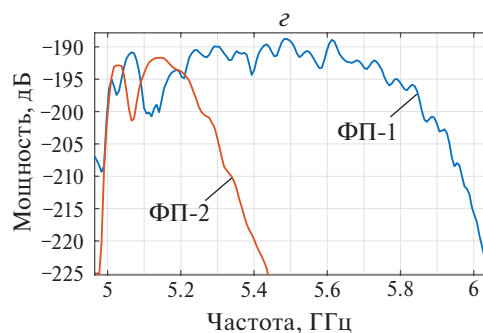
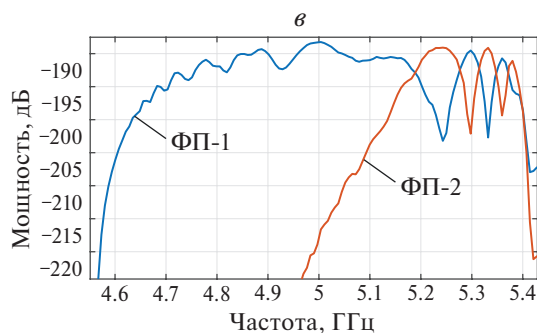
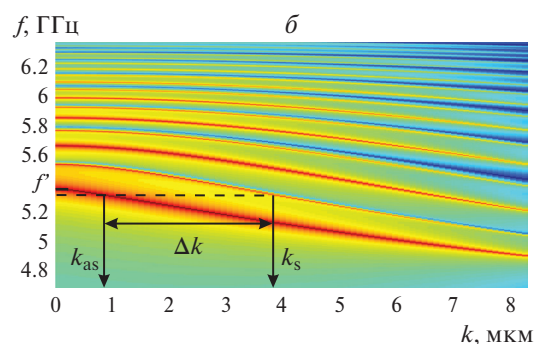
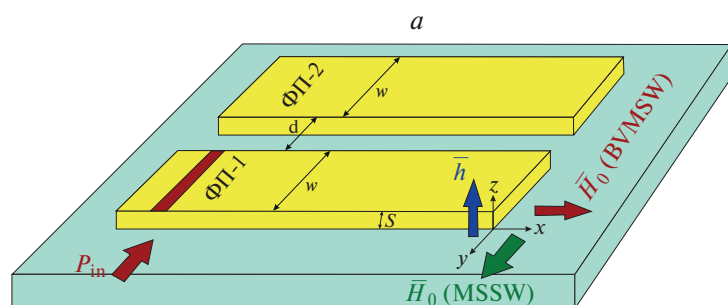


Рис. 1. Схема структуры на основе латерально связанных ферритовых пленок с указанием двух типов распространяющихся МСВ: поле по оси x — ОМСВ, по оси y — ПМСВ (а). Дисперсионная характеристика ОМСВ в связанной структуре (б). Амплитудно-частотные характеристики для ОМСВ (б) и ПМСВ (г) на выходе ФП-1 (синяя кривая) и ФП-2 (красная кривая). Расчетные параметры: $w = 2$ мкм, $d = 1$ мкм.

териала ЖИГ: константа обмена $A_{\text{ex}} = 3.614 \times 10^{-12}$ Дж/м, намагниченность насыщения $M_{\text{sat}} = 1.39 \times 10^5$ А/м, константа затухания Гильберта $\alpha_G = 0.0001$.

В среде микромагнитного моделирования MuMax3 решаются временная и пространственная задачи эволюции намагниченности в микро- и нанометровых масштабах. Для решения задач MuMax3 применяет метод конечных разностей в пространстве, которое разбивается на трехмерную сетку. Для описания вынужденных колебаний вектора намагниченности используется уравнение Ландау–Лифшица. Обработка результатов моделирования была реализована в среде Matlab с использованием программ и встроенных модулей.

Рассмотрим основные алгоритмы решения задачи о распространении магнитостатических волн в среде MuMax3. Вначале задаются параметры для расчетов и необходимые величины.

- 1) По всем осям x, y, z устанавливаются число и соответствующий размер ячеек. Для того, чтобы не учитывалось обменное взаимодействие, должно выполняться условие $\lambda \gg a_p$, где λ — длина спиновой волны, a_p — постоянная решетки в направлении распространения спиновой волны.
- 2) При необходимости задаются граничные условия и слои затухания.
- 3) Задаются свойства среды и поля, такие как величина затухания, константа обмена, намагниченность насыщения, величина и направление внешнего магнитного поля.

Задача разделяется на два этапа: статический и динамический. На этапе статики задается начальное направление намагниченности в веществе структуры и запускается команда relax. Вследствие чего, к образцу прикладывается внешнее поле, под действием которого векторы намагниченности $\vec{M}$ начинают прецессировать и выстраиваться по внешнему полю $\vec{H}_0$. Результирующее состояние магнетика используется в качестве стационарного при последующем моделировании.

На этапе динамики добавляется возбуждение динамическим магнитным полем $\vec{h}$, направленным перпендикулярно внешнему полю. Амплитуда динамического поля в линейном случае подчиняется условию $\vec{h} \ll \vec{H}_0$. Вынуждающее возбуждение полем $\vec{h}$ задается в виде наложения «маски» на область волновода, выполняющую роль возбуждающего полоска. Нужно задать форму электромагнитного излучения и форму импульса.

Функция переменного поля:

$$B = \cos^2(x - x_1) \cdot \cos^2(x - x_2), \quad (1)$$

где x_1 и x_2 — начало и конец возбуждающего полоска, соответственно.

Функция импульса для маски возбуждения $F(f_c, t)$ зависит от метода решения задачи, где f_c — частота среза.

Расчет пространственного распределения намагниченности

Пространственное распределение динамической намагниченности позволяет рассмотреть динамику распространения спиновой волны, в частности, период перекачки сигнала в связанной структуре. Из теории связанных волн [6], выражение длины перекачки в случае идентичных по параметрам пленок принимает вид периодической функции. Для удобства определения длины перекачки определим возбуждающий импульс в следующем виде:

$$I = A \cdot \sin(2\pi f_c t), \quad (2)$$

где A — амплитуда импульса, f_c — частота среза. Частота среза f_c выбирается с помощью дисперсионных кривых, чтобы горизонтальная линия на данной частоте пересекала симметричную и антисимметричную ветви нужной моды.

По краям структуры вдоль направления волны (оси x) устанавливаются слои с большим затуханием, чем в среде распространения волны, нарастающим к краям.

В процессе вычислений будем сохранять величину координаты вектора динамической намагниченности $\Delta \vec{m}(x, y, z, t)$, соответствующей одной из осей, перпендикулярных направлению внешнего поля. Однако, мы не сохраняем модуль обеих перпендикулярных координат (z и y), потому что в ограниченном образце прецессия эллиптическая, а не круговая. Для наших расчетов выберем координату z , перпендикулярную внешнему полю в случае и ООМСВ, и ПМСВ. Будем сохранять величину, соответствующую отклонению динамической намагниченности от ее стационарного состояния, по координате z .

Чтобы качественно наблюдать распространение спиновой волны вдоль оси x , нужно распределение $\Delta \vec{m}(x, y, z, t)$ в плоскости xy при фиксированной высоте среза по оси z . Выражение величины имеет вид:

$$\Delta m_z(x, y, t) = m_z(x, y, t) - m_z(x, y, 0). \quad (3)$$

Данные снимаются с периодом времени $\Delta t = 10$ нс, в файл с данными сохраняются координаты ячеек x, y, z и соответствующая им величина $\Delta m_z(x, y, t)$. Таким образом, мы можем построить в среде Matlab распределение $\Delta m_z(x, y, t)$ в плоскости на момент времени $n\Delta t$, где n — целое число. Для более гладкого вида распределения $\Delta m_z(x, y, t)$ применим к массиву данных преобразование Гильберта.

Расчет дисперсионных характеристик

Для вычисления дисперсии нужно выбрать частоту среза f_c для возбуждающего импульса выше верхнего порога частот МСВ. Для эффективного возбуждения всех частот ниже f_c используется функция $\text{sinc}(x)$, представляющая собой обратное преобразование Фурье для прямоугольного импульса. Импульс возбуждения имеет вид:

$$I = A \cdot \text{sinc}(2\pi f_c(t - t_0)), \quad (4)$$

где A — амплитуда импульса, t_0 — начальное время.

Спиновая волна распространяется вдоль оси x , поэтому установим периодические граничные условия по этой оси.

В процессе вычислений будем сохранять одну из координат вектора динамической намагниченности $\Delta \vec{m}(x, y, z, t)$. Для наших расчетов выберем координату z , перпендикулярную внешнему полю в случае и ООМСВ, и ПМСВ. Таким образом, будем сохранять величину $\Delta m_z(x, y, z, t)$.

Поскольку ширина пленок ограничена, внутреннее поле включает в себя поля размагничивания, поэтому следует сохранять величину $\Delta m_z(x, y, z, t)$ для узкого трехмерного среза вдоль центральной линии пленки.

В файл с данными сохраняются координаты ячеек x, y, z и соответствующая им величина $\Delta m_z(x, y, z, t)$. Данные снимаются с периодом времени, обратному частоте дискретизации F_s .

По теореме Котельникова, период дискретизации сигнала следует выбирать из условия:

$$T = \frac{1}{2f_m}, \quad (5)$$

где f_m — верхняя граница спектра исходного сигнала, для наших расчетов это частота среза f_c . Частота дискретизации F_s кратна величине, обратной периоду дискретизации.

Полученный массив данных обрабатывается в среде Matlab. Для получения кривых дисперсии выполняется двумерное быстрое преобразование Фурье (БПФ) [21]:

$$m_z(k_x, f) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\mathbb{F}_2[\Delta m_z(x_i, y_i, z, t)]|^2, \quad (6)$$

где $\mathbb{F}_2$ — двумерное БПФ, y_i — i -я ячейка по ширине волновода, и N — общее количество ячеек по ширине волновода. Чтобы визуализировать дисперсионную кривую, мы строим трехмерную цветовую карту $P(k_x, f) \propto \Delta m_z(k_x, f)$ в логарифмическом масштабе.

Расчет амплитудно-частотных характеристик

Как в случае построения дисперсии, нам необходимо определить частоту среза выше верхней

частоты отсечки для МСВ. Для эффективного возбуждения всех частот ниже f_c используется функция $\text{sinc}(x)$ в виде выражения (4).

По краям структуры вдоль направления волны устанавливаются слои затухания, как в алгоритме для распределения намагниченности.

В процессе вычислений в файл с данными сохраняются с частотой дискретизации (5) две величины: момент времени t , и соответствующая величина $\Delta m_z(x, y, z, t)$ — составляющая по оси z .

Полученные данные обрабатываются в среде Matlab с помощью встроенных инструментов для построения АЧХ, в которых используется одномерное преобразование Фурье.

РЕЗУЛЬТАТЫ МИКРОМАГНИТНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 1б приведена дисперсионная характеристика для ООМСВ в исследуемой структуре. На графике построены дисперсионные кривые, соответствующие первым пяти толщинным модам структуры, каждая из которых расщеплена на две кривые, соответствующие симметричной и антисимметричной нормальным модам связанной структуры с волновыми числами k_s и k_{as} , соответственно. Существование симметричной и антисимметричной нормальных мод для слоистой связанной структуры было представлено теоретически, например, в работах [6, 22]. Распространение двух нормальных мод в связанной структуре с разными фазовыми и групповыми скоростями приводит к периодической перекачке мощности между пленками. Пространственный период перекачки (длина перекачки) в этом случае определяется соотношением [5, 6]:

$$\Lambda = 2\pi/|k_s - k_{as}|. \quad (7)$$

На рис. 1в,г приведены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) ООМСВ и ПМСВ на выходе ФП-1 (синяя кривая) и ФП-2 (красная кривая). На рисунках видна последовательность максимумов и минимумов коэффициента передачи ФП-1 и ФП-2, расположенных в противофазе. Данная особенность свидетельствует и перекачке мощности между пленками, длина которой определяется частотой сигнала. Теоретические зависимости для коэффициентов передачи, иллюстрирующие максимумы и минимумы, расположенные в противофазе, были рассчитаны в работе [23] для ПМСВ в связанных латеральных волноводах микронной толщины. Отмеченное поведение коэффициентов передачи позволяет рассматривать исследуемую структуру в качестве функционального элемента для частотного разделения сигналов. Из сравнения рис. 1в и рис. 1г видно, что в случае ООМСВ волны эффективно связываются на высоких частотах, то есть, как видно из рис. 1б при малых волновых числах (больших длинах волн), а в случае ПМСВ —

на низких частотах, т. е. также при малых волновых числах (больших длинах волн). Диапазон частот, на которых волны эффективно связываются, расширяется при уменьшении расстояния между волноводами.

На рис. 2а приведена карта распределения отклонения вектора динамической намагниченности $\Delta m_z(x, y, t)$ в плоскости волноводов при распространении ООМСВ. Видна серия чередующихся максимумов и минимумов намагниченности в каждом волноводе вдоль направления распространения x . Максимумы и минимумы в ФП-1 и ФП-2 расположены в противофазе, что свидетельствует о периодической перекачке мощности между пленками вдоль направления распространения. Длину перекачки Λ определим, как расстояние между соседними максимальными значениями $\Delta m_z(x, y, t)$ в одной пленке, как показано на рис. 2а. Поскольку важно анализировать периодичность перекачки мощности между пленками, будем снимать значения величины $\Delta m_z(x, y, t)$ только вдоль центральной линии каждой из пленок, где поля размагничивания минимальны. На рис. 2б приведена зависимость отклонения намагниченности в ФП-1 (синяя кривая) и в ФП-2 (красная кривая) от продольной координаты x . На графике также можно видеть максимумы и минимумы в ФП-1 и ФП-2, чередующиеся в противофазе, что свидетельствует о перекачке мощности между волноводами. Амплитуда максимумов уменьшается вдоль направления распространения, что связано с потерями в ферромагнитной среде.

На рис. 3 представлены зависимости длины перекачки от зазора между пленками d для разных типов волн. Как для ООМСВ (рис. 3а), так и для ПМСВ (рис. 3б) зависимость $\Lambda(d)$ является нелинейно возрастающей. На каждом графике собраны зависимости для разной ширины пленок w . Видно, что длина перекачки пропорциональна ширине пленок w : при любой величине

зазора d значение длины перекачки больше, чем больше ширина пленок. Также видно, что длина перекачки для ПМСВ больше, чем длина перекачки для ООМСВ при прочих равных параметрах. На рис. 3в приведена зависимость разности длин перекачки для ПМСВ и для ООМСВ $\Lambda_{\text{ПМСВ}} - \Lambda_{\text{ООМСВ}}$ от ширины пленок w для разных расстояний между пленками d . Видно, что разница длин перекачки возрастает как при увеличении ширины волноводов, так и при увеличении ширины пленок.

На рис. 4 представлены зависимости частоты отсечки первой моды МСВ (f' , отмечена на рис. 1б) от величины зазора d между ФП. Результаты приведены для двух типов волн, ПМСВ (а) и ООМСВ (б), соответственно, при разных значениях ширины пленок w . Видно, что связь в системе незначительно влияет на частоту отсечки, однако, динамика для ПМСВ и ООМСВ различна. Для ООМСВ частота отсечки растет при увеличении ширины зазора d , а для ПМСВ — уменьшается. При увеличении ширины волноводов w частота отсечки уменьшается для случая ООМСВ и увеличивается для ПМСВ. Заметим, что в работе [24] для ПМСВ в одиночном волноводе была показано, что частота отсечки также увеличивается при увеличении ширины волновода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе микромагнитного моделирования в среде MuMax3 исследованы особенности распространения поверхностных и обратных объемных магнитостатических волн в наноразмерных латерально связанных ферритовых волноводах. Рассчитаны амплитудно-частотные характеристики, дисперсионные характеристики и эволюция амплитуды намагниченности вдоль направления распространения волны. Показано, что в случае ООМСВ волны эффективно связываются на высоких частотах, а в случае ПМСВ —

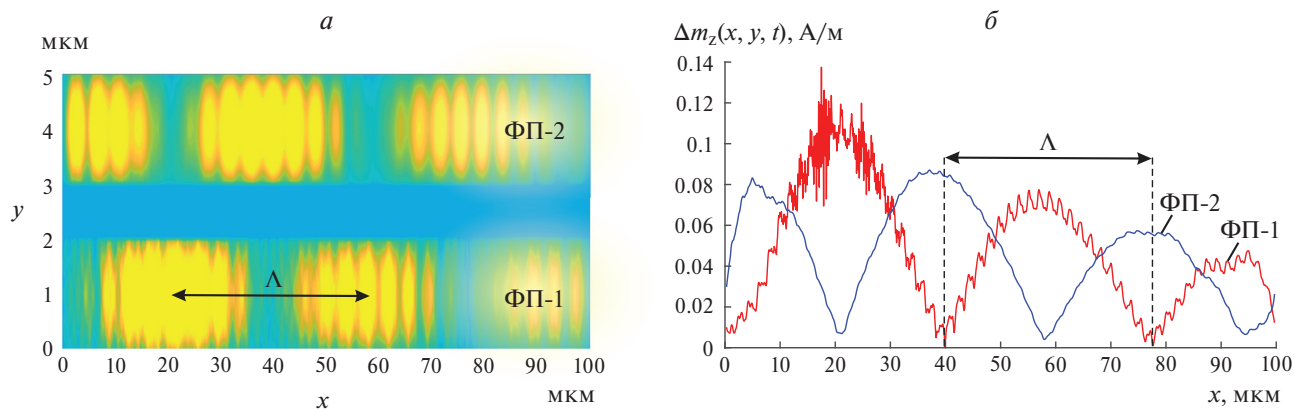


Рис. 2. Пространственное распределение отклонения намагниченности $\Delta m_z(x, y, t)$ в плоскости xy при фиксированном z для ООМСВ (а). Зависимость отклонения намагниченности, снятой вдоль центральной линии каждой пленки, от координаты x (б). Расчетные параметры: $w = 2$ мкм, $d = 1$ мкм.

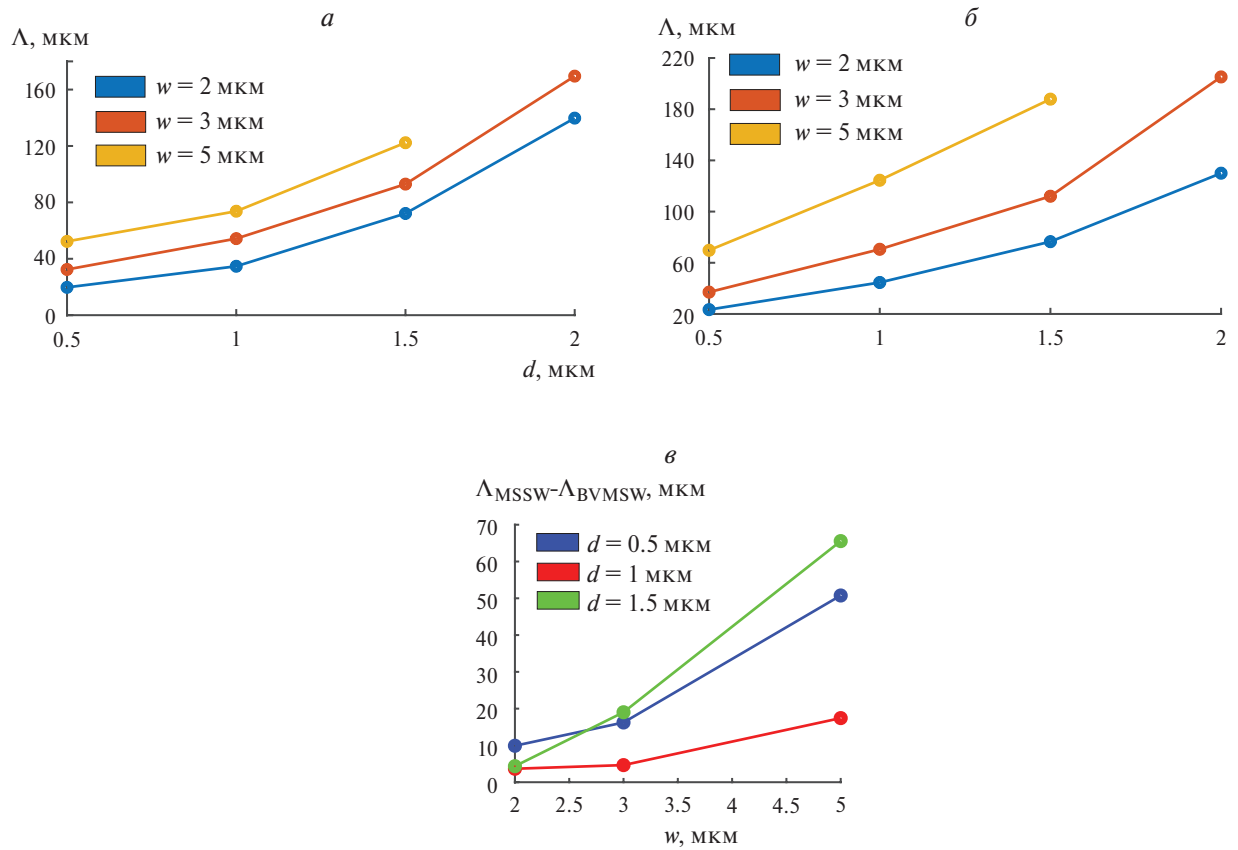


Рис. 3. Зависимости длины перекачки от расстояния между пленками d при разной ширине пленок w для ООМСВ (а) и ПМСВ (б). Зависимость разности длин перекачки ПМСВ и ООМСВ от ширины пленок w и при разной ширине зазора d (в).

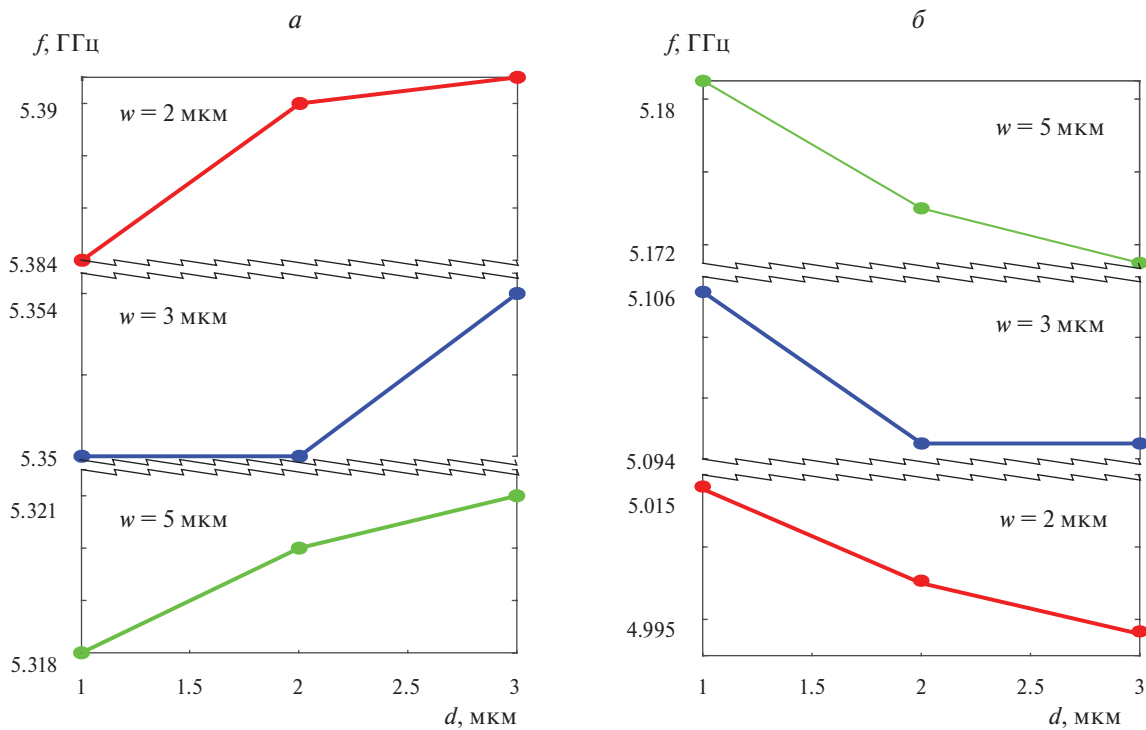


Рис. 4. Зависимости частоты отсечки первой моды ООМСВ (а) и ПМСВ (б) от ширины зазора d при разных значениях ширины пленок w .

на низких, т. е. в том и другом случае при больших длинах волн. Диапазон частот, на которых волны эффективно связываются, расширяется при уменьшении расстояния между волноводами. Установлено, что длина перекачки мощности между волноводами возрастает при увеличении расстояния между ними. При увеличении ширины волноводов также возрастает длина перекачки. Показано, что длина перекачки зависит от типа МСВ. При увеличении ширины волноводов длина перекачки для ПМСВ становится больше, чем для ООМСВ, причем разница длин перекачки возрастает по мере увеличения ширины волноводов. Также рост наблюдается при увеличении зазора между волноводами. Исследовано влияние связи между волноводами на частоту отсечки. Расстояние между волноводами незначительно влияет на частоту отсечки, однако, для ООМСВ зависимость возрастающая и частота отсечки уменьшается с увеличением ширины волноводов, а для ПМСВ — убывающая и частота отсечки увеличивается с увеличением ширины волноводов.

Полученные результаты позволяют рассматривать исследуемую структуру в качестве функционального элемента для частотного разделения сигналов, делителя мощности, а также эффективного элемента межсоединений в магнотонной сети.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 23-29-00759).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mahmoud A., Ciubotaru F., Vanderveken F. et al. // J. Appl. Phys. 2020. V. 128. Art. No. 161101.
2. Chumak A.V., Kabos P., Wu M. et al. // IEEE Trans. Magn. 2022. V. 58. P. 1.
3. Wei D., Xie L., Lee K.K. et al. // Nature Commun. 2013. V. 4. Art. No. 1374.
4. Lavrijsen R., Lee J.Y., Fernández-Pacheco A. et al. // Nature. 2013. V. 493. P. 647.
5. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М.: ИЛ, 1963. 352 с.
6. Ваишковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов: Изд. Сарат. ун — та, 1993. 311 с.
7. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
8. Agrawal G.P. Lightwave Technology: Telecommunication Systems. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. 2005. 480 p.
9. Nikitov S.A., Tailhadesand P., Tsai C.S. // J. Magn. Magn. Mater. 2001. V. 236. P. 320.
10. An K., Bhat V.S., Mruczkiewicz M. et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. No. 3. Art. No. 034065.
11. Wang Q., Pirro P., Verba R. et al. // Sci. Advances. 2018. V. 4. No. 1. Art. No. e1701517.
12. Sadvnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N. et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No. 060481(R)
13. Sadvnikov A.V., Grachev S.A., Beginin E.N. et al. // Phys. Rev. Appl. 2017. V. 7. Art. No. 014013.
14. Klingler S., Pirro P., Brächer T. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. Art. No. 212406.
15. Vogt K., Fradin F.Y., Pearson J.E. et al. // Nature Commun. 2014. V. 5. P. 3727.
16. Zelent M., Tobik J., Krawczyk M. et al. // Phys. Stat. Sol. RRL. 2017. V. 11. No. 10. Art. No. 1700259.
17. Mruczkiewicz M., Graczyk P., Lupo P. et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No. 104411.
18. Wang Q., Pirro P., Verba R. et al. // Sci. Advances. 2017. V. 4. Art. No. e1701517.
19. Sadvnikov A.V., Beginin E.N., Morozova M.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. Art. No. 042407.
20. Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B. // Nature Commun. 2014. V. 5. P. 4700.
21. Kumar D., Dmytriiev O., Ponraj S., Barman A. // J. Phys. D. Appl. Phys. 2012. V. 45. Art. No. 015001.
22. Sasaki H., Mikoshiba N. // Electron. Lett. 1979. V. 15. P. 172.
23. Castera J.P., Hartemann P. // Electron. Lett. 1980. V. 16. P. 195.
24. O'Keeffe T.W., Patterson R.W. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. P. 4886.

Propagation of spin waves in nanoscale bonded ferrite films

V. V. Balaeva*, D. V. Romanenko, M. A. Morozova

Saratov State University, Saratov, 410012 Russia

*e-mail: vkonda2000@mail.ru

Using micromagnetic modeling methods the propagation of spin waves in two nanoscale laterally bonded ferrite films was studied. The features of the power pumping of surface and backward volume magnetostatic waves are investigated. The effect of the distance between the films and the films' width of the films on the pumping length and cutoff frequency of these types of waves has been established.

Keywords: spintronics, spin wave, magnetostatic waves, pumping, YIG, ferrite, nanomaterial, micromagnetic modeling, coupled structure, lateral structure.