



## ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА, МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2021. Т. 21, вып. 3. С. 249–263

*Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2021, vol. 21, iss. 3, pp. 249–263

<https://fizika.sgu.ru>

<https://doi.org/10.18500/1817-3020-2021-21-3-249-263>

Научная статья  
УДК 537.876.4:537.635

### Влияние геометрии тонкопленочных микроволноводов на основе железиттриевого граната и расположения микроантенн на характеристики возбуждения и прохождения в них магнитостатических волн

Ю. В. Хивинцев<sup>1,2</sup> ✉, А. В. Кожевников<sup>1</sup>, В. К. Сахаров<sup>1</sup>, Г. М. Дудко<sup>1</sup>,  
Е. С. Павлов<sup>1</sup>, С. Л. Высоцкий<sup>1,2</sup>, Ю. А. Филимонов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Россия, 410019, г. Саратов, ул. Зеленая, д. 38

<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия, 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, д. 83

Хивинцев Юрий Владимирович, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники СВЧ; доцент кафедры технологии материалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, [khivintsev@gmail.com](mailto:khivintsev@gmail.com), <https://orcid.org/0000-0002-6228-7428>

Кожевников Александр Владимирович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники СВЧ, [kzhavl@gmail.com](mailto:kzhavl@gmail.com), <https://orcid.org/0000-0002-8904-475X>

Сахаров Валентин Константинович, научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники СВЧ, [valentine@sakharov.info](mailto:valentine@sakharov.info), <https://orcid.org/0000-0001-7168-1198>

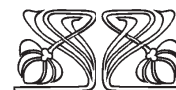
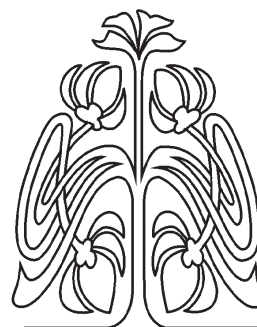
Дудко Галина Михайловна, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники СВЧ, [dugal\\_2010@hotmail.com](mailto:dugal_2010@hotmail.com), <https://orcid.org/0000-0002-7083-4399>

Павлов Евгений Сергеевич, научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники СВЧ, [dekaevlov@gmail.com](mailto:dekaevlov@gmail.com), <https://orcid.org/0000-0001-6611-501X>

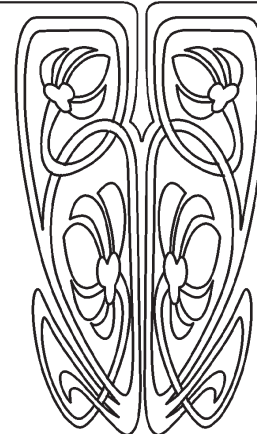
Высоцкий Сергей Львович, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники СВЧ; доцент кафедры технологии материалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, [vysotsl@gmail.com](mailto:vysotsl@gmail.com), <https://orcid.org/0000-0003-3151-9297>

Филимонов Юрий Александрович, доктор физико-математических наук, директор; заведующий кафедрой технологии материалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, [yuri.a.filimonov@gmail.com](mailto:yuri.a.filimonov@gmail.com), <https://orcid.org/0000-0002-2645-6669>

**Аннотация.** В работе экспериментально исследуются эффекты возбуждения и распространения магнитостатических волн в касательно намагниченных микроволноводах



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ





шириной 5–15 мкм, изготовленных из пленки железоиттриевого граната толщиной 0.9 мкм с помощью фотолитографии и ионного травления, и имеющие интегрированные с волноводом микроантенны для возбуждения и приема магнитостатических волн. Обсуждаются вопросы влияния на характеристики магнитостатических волн ширины волновода, местоположения микроантенн, а также связи между параллельно расположенными микроволноводами. Показано, что расположение антенн на торцах волноводов может сопровождаться эффектом фильтрации: снижается эффективность возбуждения длинноволновой части спектра магнитостатических волн и ширинных мод волновода. Для волноводов различной ширины демонстрируется ухудшение характеристик магнитостатических волн при уменьшении ширины волновода, что связывается с сильным отклонением поперечного сечения волновода от прямоугольной формы вследствие несовершенства технологии изготовления. Показано, что для данной толщины железоиттриевого граната ширина волновода ~ 15 мкм обеспечивает оптимальное перекрытие спектров магнитостатических волн в ортогональных волноводах за счет анизотропии формы. Показано также, что эффективность перекачки энергии магнитостатических волн из одного волновода в аналогичный волновод, расположенный параллельно первому на расстоянии порядка ширины волновода, может составлять ~ -10–15 дБ. Полученные результаты представляют интерес с точки зрения оптимизации волноводящих систем для целей магноники на пути их миниатюризации.

**Ключевые слова:** магнитостатические волны, железоиттриевый гранат, микроволноводы ограниченной ширины, микроантенны для магнитостатических волн, характеристики передачи и отражения

**Благодарности:** Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-19-01673).

**Для цитирования:** Хивинцев Ю. В., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Павлов Е. С., Высоцкий С. Л., Филимонов Ю. А. Влияние геометрии тонкопленочных микроволноводов на основе железоиттриевого граната и расположения микроантенн на характеристики возбуждения и прохождения в них магнитостатических волн // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2021. Т. 21, вып. 3. С. 249–263. <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2021-21-3-249-263>

Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution 4.0 International (CC-BY 4.0)

Article

### Effects of geometry of thin-film microwaveguides based on yttrium iron garnet and position of microantennas on characteristics of excitation and transmission of magnetostatic waves in them

Yu. V. Khivintsev<sup>1,2</sup> ✉, A. V. Kozhevnikov<sup>1</sup>, V. K. Sakharov<sup>1</sup>, G. M. Dudko<sup>1</sup>, E. S. Pavlov<sup>1</sup>, S. L. Vysotskii<sup>1,2</sup>, Yu. A. Filimonov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Saratov Branch of the Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, 38 Zelyonaya St., Saratov 410019, Russia

<sup>2</sup>Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia

Yuri V. Khivintsev, khivintsev@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0002-6228-7428>

Alexander V. Kozhevnikov, kzhavl@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0002-8904-475X>

Valentin K. Sakharov, valentine@sakharov.info, <https://orcid.org/0000-0001-7168-1198>

Galina M. Dudko, dugal\_2010@hotmail.com, <https://orcid.org/0000-0002-7083-4399>

Evgeniy S. Pavlov, gekapavlov@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0001-6611-501X>

Sergei L. Vysotskii, vysotsl@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0003-3151-9297>

Yuri A. Filimonov, yuri.a.filimonov@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0002-2645-6669>

**Abstract. Background and Objectives:** Magnetic thin film waveguides of a finite width are considered as the main building blocks for magnonic circuits where the magnetostatic waves are the information carriers. The purpose of this study is to investigate experimentally the effects of the waveguides width, position of microantennas for excitation and detection of the magnetostatic waves, coupling between the waveguides on excitation and transmission characteristics of the magnetostatic waves for the waveguides with the width of ~10 μm based on an yttrium iron garnet film (material that has the lowest magnetostatic wave damping among all known magnetic materials). **Materials and Methods:** A set of the microwaveguides with the specified width of 15, 10 and 5 μm and with different position of the microantennas integrated with the waveguide as well as systems of two close parallel waveguides with the microantennas was fabricated out of 0.9 μm thick yttrium iron garnet film using photolithography, ion etching and magnetron sputtering. Measurements of the transmission and reflection coefficients as a function of the frequency were performed by a vector network analyzer along with a microwave probe station. The bias field was applied tangentially along or perpendicular to the waveguide. **Results and Conclusions:** It is found that the used technology provided ~70° tilt of the waveguides sidewalls from the vertical direction. It is also revealed that placing the microantennas near the ends of the waveguides reduces the efficiency of excitation of the long-wavelength part of the magnetostatic waves spectrum. In addition, such an arrangement of antennas was characterized by the absence of the features associated with the excitation of the magnetostatic wave width modes. The latter effect can be used for filtering the width modes if necessary. It is shown that, for ~15 μm wide waveguides based on 0.9 μm thick yttrium iron garnet film, there is a significant (~0.5 GHz) overlap of the spectra of the fundamental modes of magnetostatic surface wave and magnetostatic backward volume wave in transversely and longitudinally magnetized microwaveguides, respectively, at the bias field in the range of 0.5–1.5 kOe. This width can be considered close to optimal for constructing structures from orthogonal waveguides based on such thick yttrium iron garnet films. A further decrease in the width leads to an undesirable decrease in the transmission coefficient. In addition, in this case, the shape anisotropy effect can be excessively strong and move a part of the magnetostatic surface and backward volume waves spectra, narrowing the region of their overlap. It is also shown that for two parallel microwaveguides with a width and distance between them



of  $\sim 15 \mu\text{m}$ , the excitation of the magnetostatic wave in one of them leads to energy transfer to the adjacent waveguide with an efficiency of  $\sim -10$ – $-15$  dB due to the coupling between the waveguides. This effect must be taken into account when miniaturizing magnonic networks.

**Keywords:** magnetostatic waves, yttrium iron garnet, microwaveguides of finite width, microantennas for magnetostatic waves, transmission and reflection characteristics

**Acknowledgements:** This work was supported by the Russian Science Foundation (project No. 17-19-01673).

**For citation:** Khivintsev Yu. V., Kozhevnikov A. V., Sakharov V. K., Dudko G. M., Pavlov E. S., Vysotskii S. L., Filimonov Yu. A. Effects of geometry of thin-film microwaveguides based on yttrium iron garnet and position of microantennas on characteristics of excitation and transmission of magnetostatic waves in them. *Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2021, vol. 21, iss. 3, pp. 249–263 (in Russian). <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2021-21-3-249-263>

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution 4.0 International License (CC-BY 4.0)

## Введение

Микроволноводы конечной ширины на основе тонких магнитных пленок рассматриваются в качестве одного из основных строительных блоков для построения устройств обработки информации на принципах магноники [1]. Магноника подразумевает использование в качестве переносчиков информации магнонов – спиновых волн, наиболее доступную в настоящем для эксперимента длинноволновую дипольную часть спектра которых принято называть магнитостатическими волнами (МСВ). С магноникой связывают возможность создания более энергоэффективных и быстродействующих альтернатив современным электронным устройствам информации [2–6].

В последние годы предложено и реализовано в моделировании или в эксперименте большое количество устройств обработки информации, использующих эффекты распространения МСВ в микроволноводах, включая: логические ключи [7–16]; устройства распознавания магнитных образов [17–20] и специального рода вычислений [21]; устройства спектрального разделения сигналов и управления волновыми потоками [22–31], высокочувствительные магнетометры [32]. При этом, однако, эксперименты в этом направлении строятся либо на комбинации СВЧ и оптических технологий (возбуждение МСВ осуществляется антенной с помощью СВЧ техники, а регистрация МСВ – магнито-оптическими методами), либо, при использовании структур на основе железиттриевого граната (ЖИГ), характеризующегося наименьшим затуханием МСВ среди известных магнетиков, используются довольно широкие волноводы (шириной как минимум в сотни микрометров).

Данная работа посвящена исследованию микроволноводов на основе ЖИГ шириной  $\sim 10 \mu\text{m}$  с использованием для возбуждения и регистрации МСВ исключительно СВЧ техники. Отметим, что принципиальная возможность создания столь узких волноводов и наблюдения эффектов рас-

пространения в них ранее была продемонстрирована в [33, 34]. При этом, однако, в этих работах не обсуждались вопросы, связанные с влиянием на эффективность возбуждения и передачи МСВ ширины и трапециевидности поперечного сечения микроволновода, местоположения антенн относительно неоднородного распределения полей размагничивания в микроволноводе, что и является основной целью данной работы.

## 1. Образцы и методика измерений

Образцы исследуемых микроволноводов представляли собой отрезки микрополосок, вытравленных из пленки ЖИГ, выращенной на подложке гадолиний галлиевого граната (ГГГ) и имеющей паспортные характеристики: толщина –  $0.9 \mu\text{m}$ , намагниченность насыщения –  $4\pi M_0 = 1830 \text{ Гс}$ . Формирование микрополосок осуществлялось с помощью фотолитографии и ионного травления. Геометрические размеры микрополосок, задаваемые фотошаблоном, составляли: ширина –  $W = 15, 10$  и  $5 \mu\text{m}$ , длина –  $100 \mu\text{m}$  (рис. 1, а). Помимо одиночных микроволноводов были изготовлены также структуры в виде двух микроволноводов, расстояние между которыми составляло  $30 \mu\text{m}$  (рис. 1, б). Все образцы были изготовлены в рамках единого технологического цикла на одной подложке ГГГ.

Следует отметить, что несовершенство технологии привело к заметному отклонению геометрии микроволноводов от заданной фотошаблоном. На рис. 1, в показан профиль поперечного сечения микроволноводов, полученный с помощью стилусного профилометра. Видно, что поперечное сечение существенно отличается от прямоугольного. Угол наклона боковых граней оказался равен  $\sim 70^\circ$ , а ширина, измеренная по полувысоте профиля, составила  $12.5, 7.5$  и  $2.4 \pm 0.1 \mu\text{m}$  для заданных  $W = 15, 10$  и  $5 \mu\text{m}$  соответственно. При этом высота профиля для волновода с наименьшей шириной оказалась на  $\sim 0.2 \mu\text{m}$  меньше, чем для остальных, т. е. данный волновод стал тоньше.

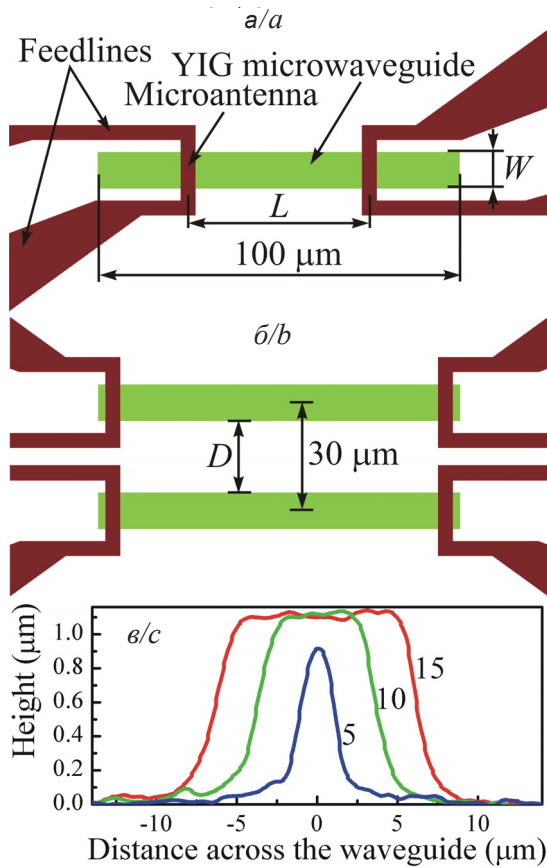


Рис. 1. Геометрия исследуемых структур, заданная фотошаблоном: *a* – одиночные микроволноводы различной ширины и с различным расположением микроантенн; *b* – двойные микроволноводы; *c* – показан профиль изготовленных микроволноводов с разной заданной шириной (указана рядом с кривыми) (цвет online)

Fig. 1. Geometry of the studied structures, defined by a photomask: *a* – single microwavguides of different widths and with different locations of the microantennas; *b* – dual microwavguides; *c* – profile of the fabricated microwavguides with a different specified width (indicated next to the curves) (color online)

Следует отметить, что высота профиля на рис. 1, *c* не отражает толщину пленки ЖИГ, поскольку ионное травление не обладает избирательностью, а время травления было выбрано на 10% больше, чем требовалось для травления ЖИГ с паспортной толщиной, учитывая возможную неоднородность в толщине и скорости травления.

На изготовленных микроволноводах с использованием магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления из меди толщиной ~1 мкм формировались микроантенны, а также подводящие линии к ним и контактные площадки для соединения с коаксиальным СВЧ трактом с помощью СВЧ зондов. Заданная

фотошаблоном ширина микроантенн составляла 4 мкм. Каждый волновод имел пару микроантенн, расположенных симметрично относительно центра микроволновода (см. рис. 1). Расстояние между антеннами, сформированными на одиночных волноводах, составляло  $L = 92, 50$  и  $20$  мкм. Для двойных микроволноводов  $L = 92$  мкм. Отметим, что в результате уменьшения реальной длины волноводов при  $L = 92$  мкм микроантенны примыкали непосредственно к торцам микроволновода. Это можно видеть на фотографиях образцов, приводимых ниже на вставках к рисункам при обсуждении результатов.

Измерения изготовленных микроволноводов с микроантеннами проводилось с помощью векторного анализатора цепей. Измерялись частотные зависимости модуля коэффициента передачи сигнала между антеннами и коэффициента отражения от входной антенны. Измерительная схема представлена на рис. 2. Для соединения измерительной аппаратуры с образцом использовалась СВЧ зондовая станция. Для повышения чувствительности измерений на вход анализатора цепей ставился предусилитель с коэффициентом усиления ~ +30 дБ. Перед измерением проводилась калибровка измерительной системы, в результате которой исключалось влияние подводящих трактов и зондов на результат измерения. При калибровке предусилитель удалялся из измерительной схемы, поэтому приводимые ниже результаты измерения коэффициента передачи содержат в себе эффект усиления. Измерения производились при мощности ~ 1 мВт, которая была

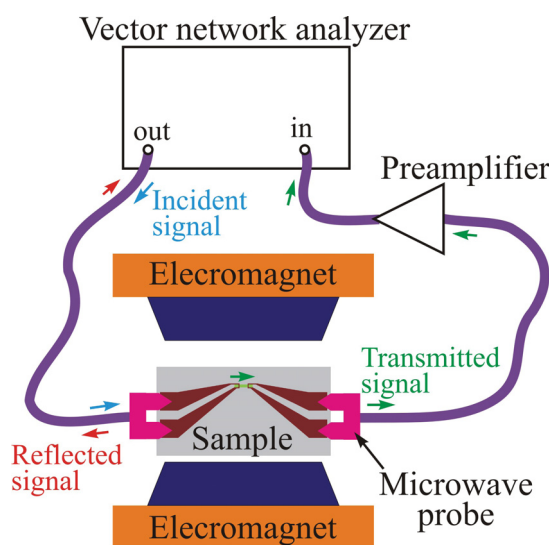


Рис. 2. Схема измерений (цвет online)  
Fig. 2. Measurements scheme (color online)



ниже порога параметрической неустойчивости спиновых волн, что проверялось по отсутствию характерных изменений в характеристике передачи и отражения при увеличении мощности.

В зондовой станции имелся встроенный электромагнит. При измерениях подмагничивание образца осуществлялось касательно либо вдоль, либо поперек микроволновода. Ввиду того, что направление поля подмагничивания было фиксировано относительно положения СВЧ зондов, для того чтобы провести измерения для двух указанных геометрий подмагничивания, были изготовлены образцы с соответствующей ориентацией микроволноводов и контактных площадок.

Из-за наличия довольно длинных подводных линий к антеннам на результат измерений существенное влияние оказывала прямая электромагнитная наводка между линиями от входной и выходной антенн. Чтобы исключить этот эффект и получить данные, отражающие характеристики возбуждения и прохождения исключительно МСВ, измеренные данные подвергались математической обработке, суть которой состояла в вычитании из характеристик передачи отклика, отвечающего наводке. Последний измерялся в условиях, когда спектр МСВ был вне исследуемого частотного диапазона. Схожим образом обрабатывались характеристики отражения, приводимые ниже данные содержат лишь часть коэффициента отражения, зависящую от магнитного поля.

## 2. Результаты измерений и их обсуждение

Измерения проводились в интервале частот  $f = 2\text{--}7$  ГГц при поле подмагничивания из интервала  $H = 0.5\text{--}1.5$  кЭ. Характеристики, полученные при различных  $H$ , в целом демонстрировали качественно аналогичные особенности. Далее по тексту эти особенности, за исключением случаев, где это оговорено особо, иллюстрируются данными измерений для  $H = 1.07$  кЭ.

Прежде чем перейти к изложению результатов, кратко отметим известные из предшествующих работ [35–38] основные особенности спектра МСВ в касательно намагниченных волноводах, которые необходимы для понимания интерпретации полученных характеристик. В касательно намагниченных тонкопленочных волноводах конечной ширины, независимо от направления поля подмагничивания относительно волновода, возможно распространение обоих типов МСВ, присущих безграничным магнитным пленкам:

поверхностной МСВ (ПМСВ) и обратной объемной МСВ (ООМСВ). В случае поперечного подмагничивания основным типом (низшей модой) волны в волноводе является ПМСВ. Но за счет конечной ширины волновода становится возможным формирование и распространение ширинных мод ПМСВ, лежащих в том же интервале частот, что и основная мода ПМСВ, а также ширинных мод ООМСВ, лежащих ниже спектра ПМСВ по частоте. В случае продольного подмагничивания, наоборот, основным типом (низшей модой) волны в волноводе является ООМСВ. И также возможно распространение как ширинных мод ООМСВ, так и ширинных мод ПМСВ. Последние лежат выше по частоте относительно спектра ООМСВ. Таким образом, наличие ширинных мод способствует перекрытию спектров МСВ для продольно и поперечно намагниченного волновода. Кроме того, благодаря эффекту анизотропии формы [39], спектры МСВ в продольно и поперечно намагниченных волноводах сдвинуты относительно случая безграничной пленки. В продольно намагниченном волноводе спектр сдвигается вверх, а в поперечно намагниченном – вниз [34]. В результате спектры основных мод ООМСВ и ПМСВ, имеющие в случае безграничной пленки общую длинноволновую границу, для продольно и поперечно намагниченных волноводов тоже перекрываются.

### 2.1. Различное расположение микроантенн

На рис. 3 приведены частотные зависимости модуля коэффициента передачи и отражения для поперечно и продольно намагниченного микроволновода с заданной шириной  $W = 15$  мкм при различном положении микроантенн. На вставках к этим рисункам показаны фотографии структур. Как будет показано ниже, волноводы с такой шириной характеризовались наилучшими характеристиками передачи, и поэтому именно они выбраны для иллюстрации эффекта расположения микроантенн.

Для поперечно намагниченного волновода, за исключением ситуации с микроантеннами на торцах, частотные зависимости коэффициента передачи имеют широкую зону прохождения сигнала в области высоких частот, которая связана с распространением ПМСВ, и набор более узких зон прохождения ниже по частоте, связанных с распространением ширинных мод ООМСВ. Этим зонам отвечает уменьшение коэффициента отражения, что также свидетельствует о возбуждении МСВ и может служить критерием эффективности такого возбуждения. Длинноволновая граница

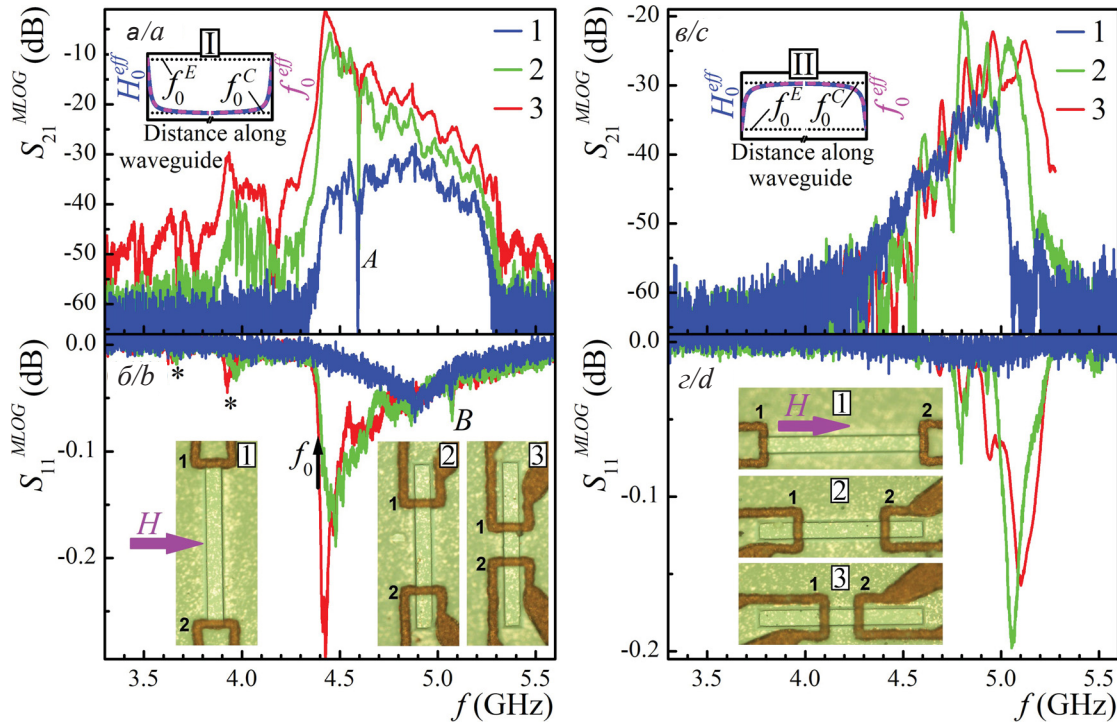


Рис. 3. Частотные зависимости модуля коэффициента передачи (а, в) и модуля коэффициента отражения (б, д) поперечно (а, б) и продольно (в, д) намагниченного микроволновода с  $W = 15 \mu\text{м}$  и различным расположением микроантенн (см. вставки 1–3). Обозначения кривых соответствуют номерам вставок. На вставках 1–3 цифрами обозначены номера портов при измерениях. На вставках I и II схематично показано распределение  $H_0^{\text{eff}}$  и  $f_0^{\text{eff}}$  по длине волновода для поперечно и продольно намагниченного волновода соответственно (цвет online)  
 Fig. 3. Frequency dependences of the transmission (a, c) and reflection (b, d) coefficients for the transversely (a, b) and longitudinally (c, d) magnetized microwaveguide with  $W = 15 \mu\text{м}$  and different locations of the microantennas (see insets 1–3). Curve markings correspond to the inset numbers. The digits on insets 1–3 indicate the port numbers during measurements. Insets I and II schematically show the distribution of  $H_0^{\text{eff}}$  and  $f_0^{\text{eff}}$  along the waveguide length for the transversally and longitudinally magnetized waveguide, respectively (color online)

спектра МСВ  $f_0$ , определенная как нижняя частота зоны возбуждения и прохождения ПМСВ, отмечена на рис. 3 стрелкой.

Согласно приведенным зависимостям для коэффициента отражения на рис. 3, б эффективность возбуждения ПМСВ антеннами, расположенными при  $L = 50$  и  $20 \mu\text{м}$ , оказывается одного порядка. Характеристики прохождения ПМСВ в этих случаях также очень близки (рис. 3, а), что указывает на то, что основной вклад в эти характеристики вносят потери на преобразование, а потери на распространение ПМСВ малы.

Эффективность возбуждения ширинных мод ООМСВ в поперечно намагниченном волноводе (см. пики в отражении, отмеченные астериском на рис. 3, б) существенно ниже, чем для ПМСВ, и также оказывается одного порядка для фиксированной моды при  $L = 50$  и  $20 \mu\text{м}$ . При этом, однако, коэффициент передачи для ширинных мод ООМСВ заметно снижается с увеличением  $L$ . Более ярко этот эффект проявляется с увели-

чением номера ширинной моды, т. е. для мод, лежащих ниже по частоте. Это является отражением того факта, что затухание ширинных мод ООМСВ выше, чем ПМСВ, и увеличивается с ростом номера моды.

В случае расположения микроантенн на торцах поперечно намагниченного волновода эффективность возбуждения ПМСВ в длинноволновой (низкочастотной) части резко снижается. При этом возбуждения и прохождения ширинных мод также не наблюдается. То есть с точки зрения эффективности возбуждения МСВ и расширения модового состава расположение микроантенн на торцах микроволновода в данной геометрии подмагничивания оказывается не оптимальным. Этот эффект, по-видимому, связан с сильно неоднородным магнитным состоянием вблизи торцов волновода, проявляющемся в росте значений эффективного внутреннего поля  $H_0^{\text{eff}}$ . На вставке I к рис. 3 показан характер распределения эффективного магнитного поля  $H_0^{\text{eff}}$



вдоль оси волновода, полученного по данным микромагнитного моделирования с использованием пакета программ ООММФ [40], а также частоты длинноволновой границы спектра ПМСВ  $f_0 = \gamma \cdot (H^{eff} \cdot (H^{eff} + 4\pi M_0))^{1/2}$ , где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение. Можно видеть, что на торце частота  $f_0^E$  лежит выше частоты  $f_0^C$  центральной части волновода. Вследствие этого на частотах  $f_0^C \leq f \leq f_0^E$  расположенная на торце антенна возбуждает ширинные моды ООМСВ, локализованные в области торца и не способные пройти через центральную часть волновода к выходной антенне.

На рис. 3 также обращает на себя внимание наличие узких ( $\sim 10$  МГц) пиков в зоне прохождения и возбуждения ПМСВ, отмеченных соответственно *A* и *B*. Отметим, что пик *A* не сопровождается какой-либо особенностью в коэффициенте отражения, а пик *B*, наоборот, не имеет отвечающих ему особенностей в коэффициенте передачи. Положение этих пиков не зависит от положения микроантенн. Дальнейшее обсуждение этих пиков будет дано ниже.

В случае продольного подмагничивания (рис. 3, *в*) относительно гладкая зона передачи наблюдалась лишь в случае расположения микроантенн на торце микроволновода. Эту зону следует отождествить с прохождением ООМСВ. Однако при расположении антенн вдали от торца частотные зависимости коэффициента передачи носили сильно осциллирующий характер. Это затруднило определение длинноволновой границы  $f_0$  и не дало возможности однозначно выделить наличие ширинных мод ПМСВ, возбуждение которых следует ожидать выше  $f_0$ . В частности, невозможно однозначно утверждать, чем вызвано расширение зоны прохождения сигнала в области высоких частот при уменьшении  $L$ . С одной стороны, из-за неоднородности магнитного состояния вблизи торцов здесь можно ожидать эффекта, аналогичного вышеописанному для ПМСВ, – снижения эффективности возбуждения длинных ООМСВ при расположении антенн ближе к торцам, и повышения эффективности возбуждения таких волн при смещении антенн от торцов к центру волновода. В качестве подтверждения этого на вставке *I* к рис. 3 приведены распределения  $H^{eff}$  и  $f_0$  вдоль оси продольно намагниченного волновода, полученные аналогично случаю поперечно намагниченного волновода. Понятно, что из-за понижения поля на торцах ООМСВ в интервале частот  $f_0^E \leq f \leq f_0^C$ , отвечающем длинноволновой части спектра ООМСВ в

центральной части волновода, не возбуждаются антенной, расположенной на торце, поскольку на торце спектр ООМСВ располагается ниже  $f_0^E$ .

С другой стороны, такое расширение зоны прохождения при уменьшении  $L$  может быть также проявлением возбуждения и распространения ширинных мод ПМСВ, спектр которых вплотную примыкает к  $f_0$  со стороны высоких частот. В любом случае расположение микроантенн на торцах волновода и в этом случае является не оптимальным с точки зрения получения максимально широкой зоны передачи сигнала.

В области частот 4.4–5 ГГц коэффициент передачи и отражения ООМСВ в продольно намагниченном волноводе имеет общую зависимость для различных  $L$ , на которую при  $L = 50$  и  $L = 20$  мкм дополнительно накладываются ярко выраженные осцилляции (рис. 3, *в*, *з*). Тот факт, что характеристики имеют общую зависимость, свидетельствует о том, что антенны в данном диапазоне частот работают с одинаковой эффективностью, а потери на распространение ООМСВ дают малый вклад в коэффициент передачи. Наличие же ярко выраженных осцилляций можно связать с формированием резонансов стоячих ООМСВ по длине волновода. При изменении положения микроантенн соотношение в эффективности возбуждения подобных резонансов может меняться. Более эффективно будут возбуждаться резонансы, пучности которых ближе к положению антенн, а для эффективного приема волны необходимо выполнение аналогичного условия для приемной антенны. Это объясняет заметное несоответствие в положении осцилляций для  $L = 20$  и  $L = 50$  мкм и отсутствие ярко выраженных осцилляций в случае антенн на торцах. Отметим, что в случае ПМСВ в поперечно намагниченном волноводе (см. рис. 3, *а*) также виден эффект осцилляций, однако он гораздо меньше выражен.

## 2.2. Различная ширина микроволноводов

Влияние ширины микроволновода на характеристики возбуждения и прохождения МСВ проиллюстрированы на рис. 4 для поперечного и продольного подмагничивания соответственно, на примере структур с  $L = 50$  мкм. На вставках к этим рисункам приведены фотографии измеренных структур.

Видно, что в обоих случаях (поперечного и продольного намагничивания) эффективность возбуждения и прохождения МСВ снижается с уменьшением  $W$ . В случае  $W = 5$  мкм зафиксировать отклик, отвечающий прохождению через структуру МСВ, вообще не удалось, хотя при



продольном намагничивании такого волновода в интервале частот 5–5.6 ГГц присутствует очень слабое уменьшение отражения, свидетельствующее о возбуждении МСВ (см. рис. 4, *з*). Отметим, что при уменьшении ширины волновода и фиксированной геометрии антенн, т. е. при неизменном погонном сопротивлении излучения антенн  $R_m$ , следует ожидать пропорционального уменьшения мощности, преобразуемой в МСВ  $P_{MSW}$ , исходя из того, что  $P_{MSW} \sim R_m \cdot W$  [41]. Оценка вклада данного эффекта в изменение коэффициента передачи относительно самого широкого волновода дает около -2 и -7 дБ для более узких волноводов, что значительно меньше тех изменений, которые наблюдались в эксперименте. В то же время значительное падение эффективности передачи в эксперименте можно объяснить отклонением поперечного сечения волновода от прямоугольной формы. Фактически такой волновод можно рассматривать как волновод, поперечное сечение которого имеет переменную толщину. Участкам с разной толщиной отвечают разные дисперсионные характеристики МСВ, т. е. происходит «размытие» дисперсионных характеристик в по-

перечном сечении волновода, что уменьшает его добротность. При поперечном подмагничивании к этому еще добавляется неоднородность магнитного поля в поперечном сечении, возникающая из-за полей размагничивания и влияющая на добротность аналогичным образом. В частности, частота коротковолновой границы спектра ПМСВ вблизи поверхности волновода из-за меньшего значения эффективного магнитного поля  $H^{eff}$  окажется меньше, чем на границе пленка–подложка, что также будет приводить к «размытию» спектра. Учитывая, что наклон боковых граней для волноводов с различным  $W$  одинаков (см. рис. 1, *в*), доля участков неоднородной толщины в общей ширине волновода растет с уменьшением  $W$ , а добротность при этом уменьшается.

В случае поперечного намагничивания (рис. 4, *а, б*) отчетливо видно проявление эффекта анизотропии формы – при уменьшении  $W$  спектр МСВ сдвигается вниз по частоте. При продольном подмагничивании сильная изрезанность характеристики передачи не позволяет однозначно судить о сдвиге спектра. Однако данный эффект проявляется в характеристиках

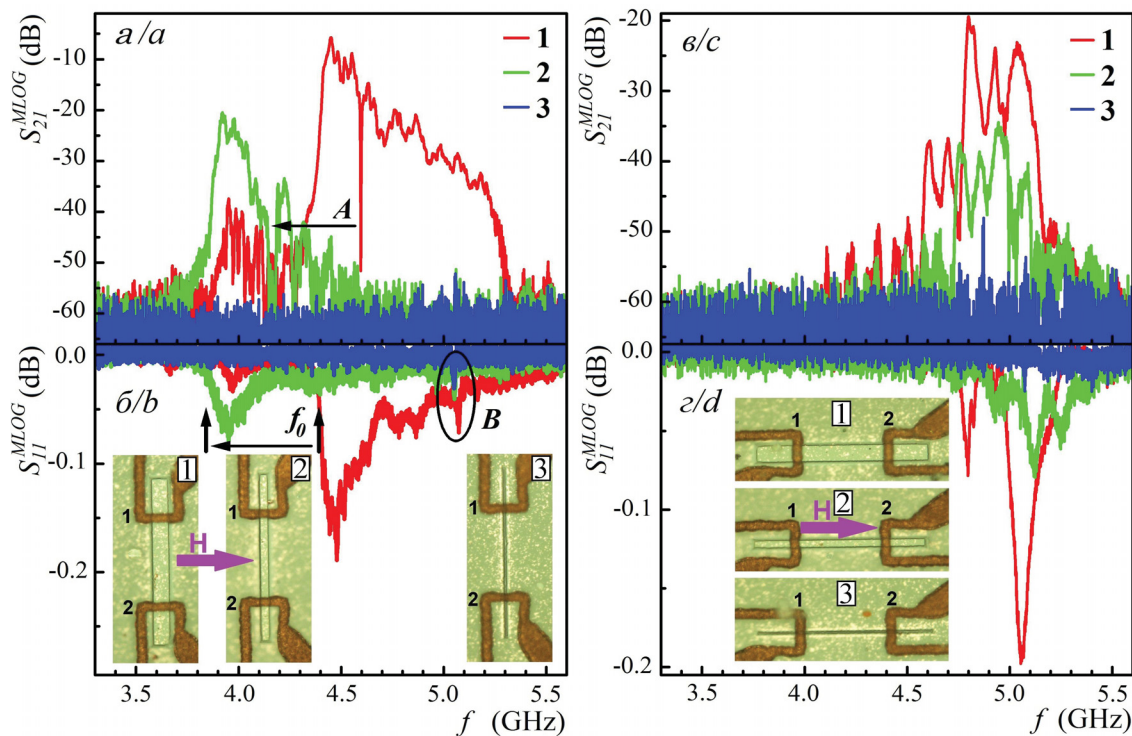


Рис. 4. Частотные зависимости модуля коэффициента передачи (*а, в*) и модуля коэффициента отражения (*б, з*) поперечно (*а, б*) и продольно (*в, з*) намагниченных микроволноводов различной ширины (см. вставки 1–3). Обозначения кривых соответствуют номерам вставок. На вставках цифрами обозначены номера портов при измерениях (цвет online)

Fig. 4. Frequency dependences of the transmission (*a, c*) and reflection (*b, d*) coefficients for the transversely (*a, b*) and longitudinally (*c, d*) magnetized microwaveguides of different widths (see insets 1–3). Curve markings correspond to the inset numbers. The digits on the insets indicate the port numbers during measurements (color online)





отражения, где виден ожидаемый для данной геометрии подмагничивания сдвиг особенностей, отождествляемых с возбуждением МСВ, вверх по частоте при уменьшении  $W$ .

Для иллюстрации эффекта анизотропии формы на рис. 5, *a* для микроволноводов с  $W = 15$  и  $10$  мкм показаны зависимости от магнитного поля длинноволновой границы спектра МСВ  $f_0$ , измеренные при поперечном подмагничивании. Там же для сравнения представлены данные измерений  $f_0$  для исходной сплошной пленки ЖИГ. Видно, что в выбранном интервале полей сдвиг  $f_0$  вниз по частоте относительно исходной пленки составляет  $\sim 0.6$  и  $1.2$  ГГц для  $W = 15$  и

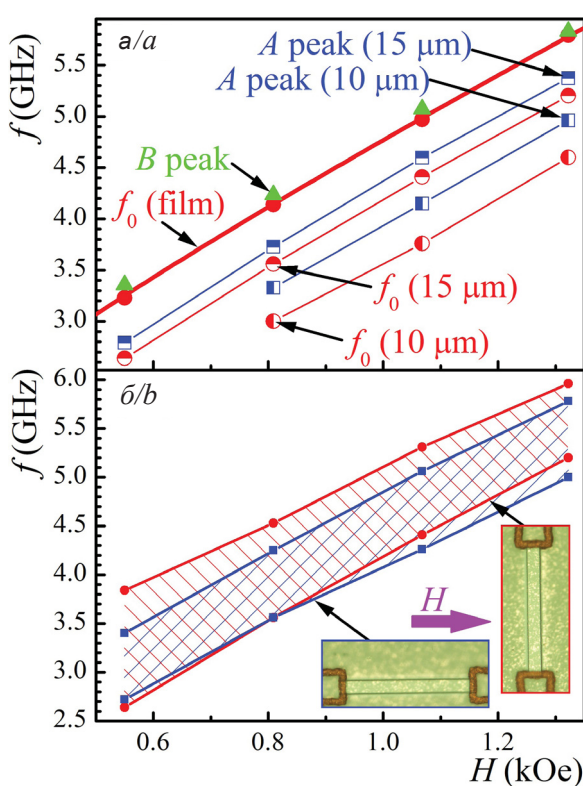


Рис. 5. Зависимости от магнитного поля: *a* – длинноволновой границы спектра МСВ –  $f_0$  в исходной пленке ЖИГ и поперечно намагниченных микроволноводах с  $W = 15$  и  $10$  мкм, а также положений пиков *A* и *B* для этих волноводов; *b* – зон прохождения ПМСВ и ООМСВ в поперечно и продольно намагниченном микроволноводе соответственно, с  $W = 15$  мкм и  $L = 92$  мкм (цвет online)

Fig. 5. Dependences on the magnetic field: *a* – for the long-wavelength boundary of the MSW spectrum –  $f_0$  in the initial YIG film and transversely magnetized microwaveguides with  $W = 15$  and  $10$   $\mu\text{m}$ , as well as the positions of peaks *A* and *B* for these waveguides; *b* – for the MSSW and MSBWW transmission frequency bands for the transversely and longitudinally magnetized microwaveguide, respectively, with  $W = 15$   $\mu\text{m}$  and  $L = 92$   $\mu\text{m}$  (color online)

$W = 10$  мкм соответственно. Этот сдвиг оказывается сравним с шириной полос прохождения ПМСВ (см. рис. 5, *b*).

На рис. 5, *b* показаны полосы прохождения ПМСВ в поперечно намагниченном волноводе и ООМСВ в продольно намагниченном волноводе, полученные из данных измерений коэффициента прохождения для микроволновода с  $W = 15$  мкм. Для того чтобы исключить влияние ширинных резонансов, использовались данные для  $L = 92$  мкм (микроантенны на торцах), когда проявлений ширинных резонансов, не наблюдалось. Видно, что для выбранной  $W$  зоны ПМСВ и ООМСВ во взаимно ортогональных волноводах значительно перекрываются за счет эффекта анизотропии формы. В то же время использование более узких волноводов при той же толщине ЖИГ, т. е. характеризующихся еще большим эффектом анизотропии формы, может, наоборот, способствовать уменьшению интервала перекрытия из-за сильного сдвига зоны ПМСВ вниз, а зоны ООМСВ вверх. Это ставит под сомнение целесообразность использования более узких волноводов в устройствах на основе ортогональных волноводов.

Зависимость положения пика *A* от магнитного поля повторяет аналогичную зависимость для  $f_0$  (см. рис. 5, *a*). При этом отстройка от  $f_0$  составляет  $\Delta f \approx 0.17$  и  $0.36$  ГГц для  $W = 15$  и  $10$  мкм соответственно. Одним из возможных объяснений этого пика является так называемый дипольно-обменный резонанс – резонанс ПМСВ с обменными толщинными модами [42, 43]. В пользу такого объяснения, в частности, говорит совпадение указанных  $\Delta f$  по порядку величины с ожидаемым для дипольно-обменных резонансов. Однако в этом случае непонятно отсутствие каких-либо проявлений резонанса в отраженном сигнале. Кроме того, для дипольно-обменных резонансов, как правило, характерно наличие серии, тогда как в данном случае наблюдается одиночная особенность. Проявление природы пика *A* требует дополнительных исследований.

Из рис. 5, *a* видно также, что пик *B* совпадает с зависимостью  $f_0$  для исходной сплошной пленки. Кроме того, следует отметить, что такой пик наблюдался не только для поперечно намагниченных волноводов, но и в ряде случаев для продольно намагниченных волноводов (см. рис. 6). Одним из естественных объяснений появления подобного пика может служить недотрав пленки ЖИГ. В этом случае подводящие линии и контактные площадки, лежащие на недотрав-



ленном тонком слое ЖИГ, могут возбуждать в нем магнитные колебания, что проявляется в коэффициенте отражения. А поскольку этот слой очень тонкий, то групповая скорость МСВ в нем очень низкая, и поэтому волна не добегает до подводящих линий приемного тракта. Однако, как уже отмечалось выше, время травления ЖИГ было выбрано с запасом, визуальный контроль и профилограммы говорят в пользу того, что ЖИГ был полностью стравлен. Поэтому однозначной ясности в этом вопросе нет.

### 2.3. Два близко расположенных микроволновода

При миниатюризации магнетонных сетей важным является вопрос о взаимном влиянии близко расположенных параллельных микроволноводов. Отметим, что эффект связи между микроволноводами может быть как паразитным, например, в устройствах, использующих интерференцию МСВ в решетках из множества волноводов [33, 34], так и, наоборот, применяться

для реализации каких-то функций, например в направленных ответвителях [25].

Для изучения вопроса применительно к рассматриваемым волноводам были проведены измерения со структурами, геометрия которых показана на рис. 1, б. Характеристики таких структур сравнивались с аналогичными одиночными микроволноводами. Полученные результаты иллюстрируются на примере волноводов с  $W = 15$  мкм для поперечного и продольного подмагничивания на рис. 6. На вставках к рисунку показаны фотографии измеренных структур, на которых обозначены входной (X) и выходной (Y) измерительные порты.

Отметим, что из-за отклонения реального профиля от заданного (см. рис. 1, в), расстояние между гранями соседних микроволноводов  $D$  было неоднородным по толщине. Для структур с  $W = 15$  мкм оно составляло  $\sim 15$  мкм в основании волноводов и увеличивалось до  $\sim 20$  мкм в верхней их части.

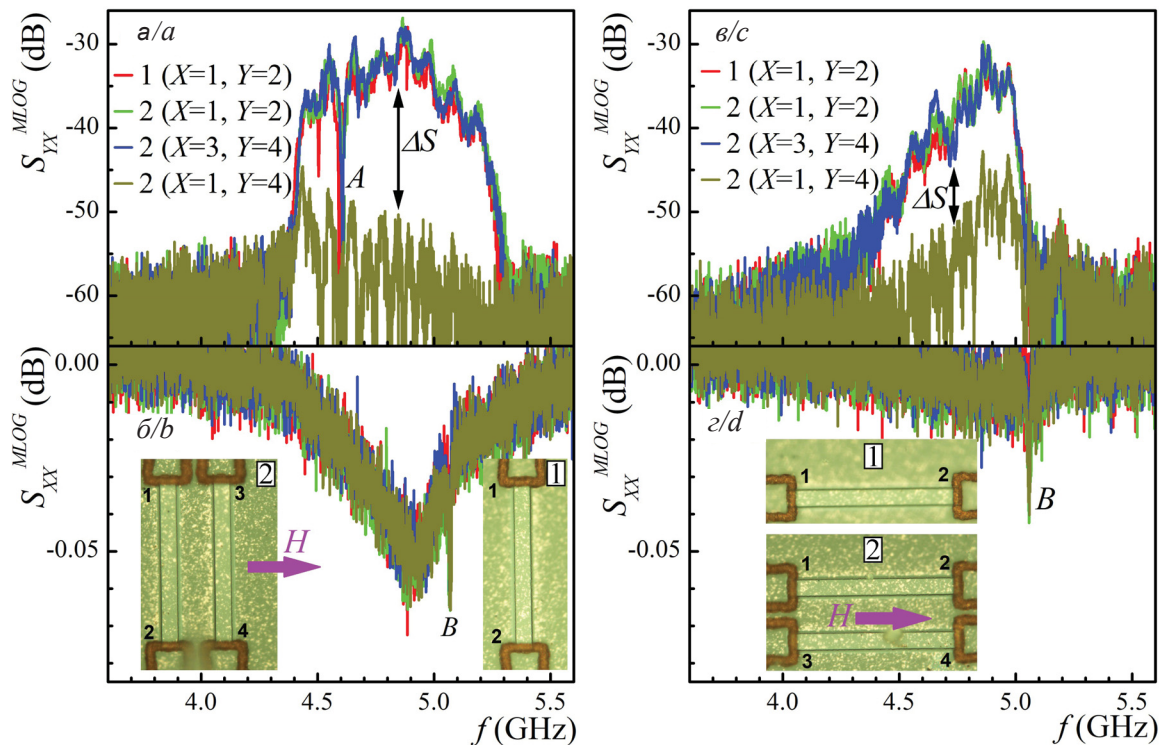


Рис. 6. Частотные зависимости модуля коэффициента передачи (а, в) и модуля коэффициента отражения (б, г) поперечно (а, б) и продольно (в, г) намагнитенных одиночного микроволновода и системы из двух волноводов с  $W = 15$  мкм (см. вставки 1, 2). В обозначении кривых указан номер вставки, на которой показана измеряемая структура, в скобках – номера входного и выходного портов в соответствии с обозначениями на вставках (цвет online)

Fig. 6. Frequency dependences of the transmission (a, c) and reflection (b, d) coefficients for the transversely (a, b) and longitudinally (c, d) magnetized single and dual waveguides with  $W = 15$   $\mu\text{m}$  (see insets 1, 2). The designation of the curves indicates the number of the inset, which shows the measured structure, and in the brackets – the numbers of the input and output ports in accordance with the designations on the inset (color online)



Во всех случаях характеристики отражения были идентичны для заданной (поперечной или продольной) геометрии подмагничивания (см. рис. 6, б, в). Это, с одной стороны, свидетельствует о том, что с технологической точки зрения обеспечивалась высокая степень повторяемости характеристик образцов. А с другой – о том, что наличие дополнительного волновода по соседству не оказывает влияния на процесс возбуждения.

Для обеих геометрий подмагничивания при выборе в качестве входного и выходного портов, расположенных на том же волноводе (например, 1 и 2, или 3 и 4), характеристики передачи также повторяли друг друга с высокой точностью и совпадали с характеристиками для одиночных волноводов.

В случае если входной порт выбирался на одном волноводе ( $X = 1$ ), а выходной на другом ( $Y = 4$ ), тоже наблюдалось прохождение сигнала. Это свидетельствует о наличии связи между волноводами: волна, бегущая по одному волноводу, порождает волну в соседнем. Причем эта связь оказалась выше в случае продольного подмагничивания, где разница  $\Delta S = S_{21} - S_{41}$  в среднем была  $\sim 10$  дБ (рис. 6, в). При поперечном подмагничивании этот параметр составлял  $\sim 15$  дБ (рис. 6, а). Такое падение эффективности связи для поперечно намагниченных волноводов можно связать с влиянием полей размагничивания, следствием которых является уменьшение эффективной ширины волноводов [44] и укорочение длины волны ПМСВ.

Следует отметить, что наличие связи между волноводами может приводить к появлению осцилляций в частотной зависимости коэффициента передачи, являющихся результатом взаимодействия симметричной и антисимметричной мод связанных волноводов, которое проявляется в полной перекачке мощности из одного волновода в другой при выполнении определенных условий [45]. Применительно к двум параллельным тонкопленочным волноводам конечной ширины этот эффект ранее экспериментально наблюдался в [25]. В данной работе проявлений этого эффекта обнаружено не было, что, по-видимому, связано со слишком слабой связью волноводов, не обеспечивающей проявления этого эффекта при выбранном расстоянии между антеннами (о чем, в частности, и свидетельствует  $\Delta S \geq 10$  дБ). Действительно, полная перекачка энергии обеспечивается при расстоянии  $L_n = \pi/|k_n^s - k_n^{as}|$ , где  $k_n^s$  и  $k_n^{as}$  – волновые числа симметричной и антисимметричной мод, отвечающих волно-

водным модам с номером  $n$  [25]. Чтобы оценить  $L_n$  можно воспользоваться тем фактом, что, как следует из результатов работы [25], отстройка  $k_n^s$  и  $k_n^{as}$  от волнового числа для волноводной моды с номером  $n$  одиночного волновода  $k_n$  одного порядка и считать:  $L_n \approx \pi/(2 \cdot |k_n^s - k_n|)$ . Это позволяет оценить минимальную  $L_n(L_n^{\min})$ , соответствующую бесконечно узкой щели между волноводами, можно из дисперсионных зависимостей для одиночного волновода и волновода удвоенной ширины, к дисперсии которого стремится  $k_n^s$  при уменьшении щели [45]. Оценка для ПМСВ в поперечно намагниченных волноводах, выполненная по данной процедуре для параметров эксперимента, и  $n = 1$  с использованием дисперсионного уравнения [46] с учетом латерального квантования волнового числа по ширине волновода, дает  $L_1^{\min} = 6 - 15$  мкм в зависимости от частоты (волнового числа). Причем наименьшие значения достигаются на границах спектра ПМСВ, где эффективность возбуждения в эксперименте резко падала. Для учета уменьшения связи и, соответственно, увеличения  $L_1$  относительно  $L_1^{\min}$  воспользуемся опять же результатами [25], из которых следует, что при соотношении ширины щели к ширине волноводов  $D/W \approx 1.4$ , как в данном эксперименте,  $L_1$  может увеличиваться в  $\sim 20$  раз относительно случая нулевой щели. Таким образом,  $L_1 \geq 100$  мкм, что больше, чем расстояние между антеннами в эксперименте (92 мкм). Для больших  $n$ , в соответствии с [25], следует ожидать еще больших  $L_n$ .

### Заключение

Таким образом, в работе изготовлены образцы тонкопленочных микроволноводов на основе ЖИГ с интегрированными микроантеннами для возбуждения МСВ. Установлено, что совместное использование технологий фотолитографии и ионного травления может приводить к наклону боковых граней волновода  $\sim 70^\circ$  от вертикального положения. Указанные структуры протестированы с точки зрения возбуждения и прохождения МСВ при подмагничивании волноводов касательно вдоль или поперек.

Обнаружено, что размещение микроантенн вблизи торцов волноводов снижает эффективность возбуждения длинноволновой части спектра МСВ. Кроме того, такое размещение антенн характеризовалось отсутствием особенностей, связанных с возбуждением ширинных мод МСВ, т. е. может использоваться при необходимости их фильтрации.



Показано, что при ширине микроволноводов ~15 мкм на основе пленки ЖИГ толщиной 0.9 мкм реализуется значительное (~0.5 ГГц) перекрытие спектров основных мод ПМСВ и ООМСВ в поперечно и продольно намагниченных микроволноводах соответственно, при  $H = 0.5-1.5$  кЭ. Такую ширину волновода можно считать близкой к оптимальной для построения структур из ортогональных волноводов на основе пленок ЖИГ такой толщины. Дальнейшее уменьшение ширины волновода приводит к нежелательному снижению коэффициента передачи МСВ. Кроме того, в этом случае эффект анизотропии может быть излишне сильным и разводить спектры ПМСВ и ООМСВ, сужая область их перекрытия.

Показано, что для двух параллельных микроволноводов с шириной и расстоянием между ними ~15 мкм возбуждение МСВ в одном из них за счет связи между волноводами приводит к перекачке энергии в соседний волновод с эффективностью ~ -10–15 дБ. Данный эффект необходимо учитывать при миниатюризации магнетронных сетей.

#### Список литературы

1. Mahmoud A., Ciubotaru F., Vanderveken F., Chumak A. V., Hamdioui S., Adelman C., Cotofana S. Introduction to spin wave computing // *J. Appl. Phys.* 2020. Vol. 128. 161101. <https://doi.org/10.1063/5.0019328>
2. Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D. Magnonics // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. Vol. 43. 264001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264001>
3. Никитов С. А., Калябин Д. В., Лисенков И. В., Славин А. Н., Барабаненков Ю. Н., Осокин С. А., Садовников А. В., Бегинин Е. Н., Морозова М. А., Шараевский Ю. П., Филимонов Ю. А., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Сахаров В. К., Павлов Е. С. Магнетроника – новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // *УФН.* 2015. Т. 185. С. 1099–1128. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0185.201510m.1099>
4. Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Hillebrands B. Magnon spintronics // *Nature Phys.* 2015. Vol. 11. P. 453–461. <https://doi.org/10.1038/nphys3347>
5. Chumak A. V., Schultheiss H. Magnonics : Spin waves connecting charges, spins and photons // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2017. Vol. 50. 300201. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa7715>
6. Csaba G., Papp Á., Porod W. Perspectives of using spin waves for computing and signal processing // *Phys. Lett. A.* 2017. Vol. 381, iss. 17. P. 1471–1476. <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2017.02.042>
7. Khitun A., Wang K. Nano scale computational architectures with spin wave bus // *Superlattices & Microstructures.* 2005. Vol. 38. P. 184–200. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2005.07.001>
8. Kostylev M. P., Serga A. A., Schneider T., Leven B., Hillebrands B. Spin-wave logical gates // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 87. 153501. <https://doi.org/10.1063/1.2089147>
9. Schneider T., Serga A. A., Leven B., Hillebrands B., Stamps R. L., Kostylev M. P. Realization of spin-wave logic gates // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 92. 022505. <https://doi.org/10.1063/1.2834714>
10. Lee K.-S., Kim S.-K. Conceptual design of spin wave logic gates based on a Mach-Zehnder-type spin wave interferometer for universal logic functions // *J. Appl. Phys.* 2008. Vol. 104. 053909. <https://doi.org/10.1063/1.2975235>
11. Klingler S., Pirro P., Brächer T., Leven B., Hillebrands B., Chumak A. V. Design of a spin-wave majority gate employing mode selection // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 105. P. 152410. <https://doi.org/10.1063/1.4898042>
12. Klingler S., Pirro P., Brächer T., Leven B., Hillebrands B., Chumak A. V. Spin-wave logic devices based on isotropic forward volume magnetostatic waves // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106. 212406. <https://doi.org/10.1063/1.4921850>
13. Fischer T., Kewenig M., Bozhko D. A., Serga A. A., Syvorotka I. I., Ciubotaru F., Adelman C., Hillebrands B., Chumak A. V. Experimental prototype of a spin-wave majority gate // *Appl. Phys. Lett.* 2017. Vol. 110. 152401. <https://doi.org/10.1063/1.4979840>
14. Хитун А. Г., Кожанов А. Е. Приборы магнетронной логики // *Известия Саратовского университета. Новая серия : Физика.* 2017. Т. 17, вып. 4. С. 216–241. <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2017-17-4-216-241>
15. Balynsky M., Kozhevnikov A., Khivintsev Y., Bhowmick T., Gutierrez D., Chiang H., Dudko G., Filimonov Y., Liu G., Jiang G., Balandin A. A., Lake R., Khitun A. Magnonic interferometric switch for multi-valued logic circuits // *J. Appl. Phys.* 2017. Vol. 121. 024504. <https://doi.org/10.1063/1.4973115>
16. Balynskiy M., Chiang H., Gutierrez D., Kozhevnikov A., Filimonov Y., Khitun A. Reversible magnetic logic gates based on spin wave interference // *J. Appl. Phys.* 2018. Vol. 123. 144501. <https://doi.org/10.1063/1.5011772>
17. Khitun A. Magnonic holographic devices for special type data processing // *J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 113. 164503. <https://doi.org/10.1063/1.4802656>
18. Kozhevnikov A., Gertz F., Dudko G., Filimonov Y., Khitun A. Pattern recognition with magnonic holographic memory device // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106. 142409. <https://doi.org/10.1063/1.4917507>
19. Gertz F., Kozhevnikov A., Filimonov Y., Khitun A. Magnonic holographic memory // *IEEE Trans. Magn.* 2015. Vol. 51. P. 4002905. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2014.2362723>
20. Gutierrez D., Chiang H., Bhowmick T., Volodchenkov A. D., Ranjbar M., Liu G., Jiang C., Warren C., Khivintsev Y., Filimonov Y., Garay J., Lake R., Balandin A. A., Khitun A. Magnonic holographic imaging of magnetic microstructures // *J. Magn. Magn. Mater.* 2017. Vol. 428. P. 348–356. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.12.022>
21. Khivintsev Y., Ranjbar M., Gutierrez D., Chiang H., Kozhevnikov A., Filimonov Y., Khitun A. Prime factorization using magnonic holographic devices // *J. Appl. Phys.* 2016. Vol. 120. 123901. <https://doi.org/10.1063/1.4962740>



22. Vogt K., Fradin F. Y., Pearson J. E., Sebastian T., Bader S. D., Hillebrands B., Hoffmann A. P., Schultheiss H. Realization of a spin-wave multiplexer // *Nat. Commun.* 2014. Vol. 5. P. 3727. <https://doi.org/10.1038/ncomms4727>
23. Davies C. S., Francis A., Sadovnikov A. V., Chertopalov S. V., Bryan M. T., Grishin S. V., Allwood D. A., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A., Kruglyak V. V. Towards graded-index magnonics : Steering spin waves in magnonic networks // *Phys. Rev. B.* 2015. Vol. 92. 020408. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.020408>
24. Sadovnikov A. V., Davies C. S., Grishin S. V., Kruglyak V. V., Romanenko D. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Magnonic beam splitter : The building block of parallel magnonic circuitry // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106. 192406. <https://doi.org/10.1063/1.4921206>
25. Sadovnikov A. V., Beginin E. N., Sheshukova S. E., Romanenko D. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Directional multimode coupler for planar magnonics : Side-coupled magnetic stripes // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 107. 202405. <https://doi.org/10.1063/1.4936207>
26. Davies C. S., Sadovnikov A. V., Grishin S. V., Sharaevsky Y. P., Nikitov S. A., Kruglyak V. V. Field-controlled phase-rectified magnonic multiplexer // *IEEE Trans. Magn.* 2015. Vol. 51. 3401904. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2015.2447010>
27. Sadovnikov A. V., Beginin E. N., Odincov S. A., Sheshukova S. E., Sharaevskii Y. P., Stognij A. I., Nikitov S. A. Frequency selective tunable spin wave channeling in the magnonic network // *Appl. Phys. Lett.* 2016. Vol. 108. P. 172411. <https://doi.org/10.1063/1.4948381>
28. Sadovnikov A. V., Odintsov S. A., Beginin E. N., Sheshukova S. E., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Toward nonlinear magnonics : Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes // *Phys. Rev. B.* 2017. Vol. 96. P. 144428. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.144428>
29. Wang Q., Pirro P., Verba R., Slavin A., Hillebrands B., Chumak A. V. Reconfigurable nanoscale spin-wave directional coupler // *Science Advances.* 2018. Vol. 4. e1701517. <https://doi.org/10.1126/sciadv.1701517>
30. Heussner F., Nabinger M., Fischer T., Brächer T., Serga A. A., Hillebrands B., Pirro P. Frequency-division multiplexing in magnonic logic networks based on caustic-like spin-wave beams // *Phys. Status Solidi RRL.* 2018. Vol. 12. 1800409. <https://doi.org/10.1002/pssr.201800409>
31. Heussner F., Talmelli G., Geilen M., Heinz B., Brächer T., Meyer T., Ciubotaru F., Adelman C., Yamamoto K., Serga A. A., Hillebrands B., Pirro P. Experimental realization of a passive gigahertz frequency-division demultiplexer for magnonic logic networks // *Phys. Status Solidi RRL.* 2020. Vol. 14. 1900695. <https://doi.org/10.1002/pssr.201900695>
32. Balinskiy M., Chiang H., Kozhevnikov A., Filimonov Y., Balandin A. A., Khitun A. A Spin-Wave Magnetometer with a Positive Feedback // *J. Magn. Magn. Mater.* 2020. Vol. 514. 167046. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.167046>
33. Хивинцев Ю. В., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Филимонов Ю. А., Хитун А. Интерференция спиновых волн в решетках из микроволноводов на основе пленок железо-иттриевого граната // *ЖТФ.* 2019. Т. 89, вып. 11. С. 1712–1718. <https://doi.org/10.21883/JTF.2019.11.48333.118-19>
34. Khivintsev Y. V., Kozhevnikov A. V., Dudko G. M., Sakharov V. K., Filimonov Y. A., Khitun A. G. Spin waves in YIG-based networks : Logic and signal processing // *Physics of Metals and Metallography.* 2019. Vol. 120, № 13. P. 76–82. <https://doi.org/10.1134/S0031918X1913012X>
35. O'Keeffe T. W., Patterson R. W. Magnetostatic surface wave propagation in finite samples // *J. Appl. Phys.* 1978. Vol. 49. P. 4886–4895. <https://doi.org/10.1063/1.325522>
36. Bajpai S. N. Excitation of magnetostatic surface waves : Effect of finite sample width // *J. Appl. Phys.* 1985. Vol. 58, № 15. P. 910–911. <https://doi.org/10.1063/1.336164>
37. Гречушкин К. В., Стальмахов А. В., Тюлюкин В. А. Волноводное распространение магнитостатических волн // *Письма ЖТФ.* 1988. Т. 14, вып. 21. С. 1973–1978.
38. Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Филимонов Ю. А. Особенности распространения магнитостатических волн в микроволноводах с изменяющейся шириной на основе пленок железоиттриевого граната // *Гетеромагнитная микроэлектроника: сборник научных трудов / под ред. проф. А. В. Лященко. Саратов : Изд-во ОАО «Институт критических технологий», 2017. Вып. 23. С. 33–47.*
39. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. М. : Физматлит, 1994. 464 с.
40. Donahue M., Porter D. Object Oriented Micro Magnetic Framework (OOMMF) // *Interagency Report NISTIR 6376. National Institute of Standards and Technology. Gaithersburg, MD, 1999. 897 p. (www.math.nist.gov/oommf).*
41. Ganguly A. K., Webb D. C. Radiation resistance of microstrip excited magnetostatic surface waves // *IEEE Trans. MTT.* 1975. Vol. 23, № 12. P. 368–370. <https://doi.org/10.1109/MWSYM.1975.1123398>
42. De Wames R. E., Wolfram T. Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films // *J. Appl. Phys.* 1970. Vol. 41. P. 987–993. <https://doi.org/10.1063/1.1659049>
43. Гуляев Ю. В., Бугаёв А. С., Зильдберман П. Е., Игнатьев И. А., Коновалов А. Г., Луговской А. В., Медников А. М., Нам Б. П., Николаев Е. И. Гигантские осцилляции прохождения квазиповерхностной спиновой волны через тонкую пленку железо-иттриевого граната (ЖИГ) // *Письма в ЖЭТФ.* 1979. Т. 30, вып. 9. С. 600–603.
44. Xing X.-J., Li S.-W., Huang X.-H., Wang Z.-G. Engineering spin-wave channels in submicrometer magnonic waveguides // *AIP Advances.* 2013. Vol. 3. 032144. <https://doi.org/10.1063/1.4799738>
45. Sasaki H., Mikoshiba N. Directional coupling of magnetostatic surface waves in a layered structure of YIG films // *J. Appl. Phys.* 1981. Vol. 52. P. 3546–3552. <https://doi.org/10.1063/1.329134>
46. Kalinikos B. A., Slavin A. N. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions // *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1986. Vol. 19. P. 7013–7033. <https://doi.org/10.1088/0022-3719/19/35/014>



## References

1. Mahmoud A., Ciubotaru F., Vanderveken F., Chumak A. V., Hamdioui S., Adelmann C., Cotofana S. Introduction to spin wave computing. *J. Appl. Phys.*, 2020, vol. 128, 161101. <https://doi.org/10.1063/5.0019328>
2. Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D. Magnonics. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2010, vol. 43, 264001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264001>
3. Nikitov S. A., Kaliabin D. V., Lisenkov I. V., Slavin A. N., Barabanenkov Yu. N., Osokin S. A., Sadovnikov A. V., Beginin E. N., Morozova M. A., Sharaevskii Yu. P., Filimonov Y. A., Khivintsev Y. V., Vysotskii S. L., Sakharov V. K., Pavlov E. S. Magnonics: A new research area in spintronics and spin wave electronics. *Phys. Usp.*, 2015, vol. 58, pp. 1002–1028. <https://doi.org/10.3367/UFNe.0185.201510m.1099>
4. Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Hillebrands B. Magnon spintronics. *Nature Phys.*, 2015, vol. 11, pp. 453–461. <https://doi.org/10.1038/nphys3347>
5. Chumak A. V., Schultheiss H. Magnonics: Spin waves connecting charges, spins and photons. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2017, vol. 50, 300201. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa7715>
6. Csaba G., Papp Á., Porod W. Perspectives of using spin waves for computing and signal processing. *Phys. Lett. A*, 2017, vol. 381, iss. 17, pp. 1471–1476. <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2017.02.042>
7. Khitun A., Wang K. Nano scale computational architectures with spin wave bus. *Superlattices & Microstructures*, 2005, vol. 38, pp. 184–200. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2005.07.001>
8. Kostylev M. P., Serga A. A., Schneider T., Leven B., Hillebrands B. Spin-wave logical gates. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, vol. 87, 153501. <https://doi.org/10.1063/1.2089147>
9. Schneider T., Serga A. A., Leven B., Hillebrands B., Stamps R. L., Kostylev M. P. Realization of spin-wave logic gates. *Appl. Phys. Lett.*, 2008, vol. 92, 022505. <https://doi.org/10.1063/1.2834714>
10. Lee K.-S., Kim S.-K. Conceptual design of spin wave logic gates based on a Mach-Zehnder-type spin wave interferometer for universal logic functions. *J. Appl. Phys.*, 2008, vol. 104, 053909. <https://doi.org/10.1063/1.2975235>
11. Klingler S., Pirro P., Brächer T., Leven B., Hillebrands B., Chumak A. V. Design of a spin-wave majority gate employing mode selection. *Appl. Phys. Lett.*, 2014, vol. 105, 152410. <https://doi.org/10.1063/1.4898042>
12. Klingler S., Pirro P., Brächer T., Leven B., Hillebrands B., Chumak A. V. Spin-wave logic devices based on isotropic forward volume magnetostatic waves. *Appl. Phys. Lett.*, 2015, vol. 106, 212406. <https://doi.org/10.1063/1.4921850>
13. Fischer T., Kewenig M., Bozhko D. A., Serga A. A., Syvorotka I. I., Ciubotaru F., Adelmann C., Hillebrands B., Chumak A. V. Experimental prototype of a spin-wave majority gate. *Appl. Phys. Lett.*, 2017, vol. 110, 152401. <https://doi.org/10.1063/1.4979840>
14. Khitun A., Kozhanov A. Magnonic logic devices. *Izv. Saratov Univ. Physics*, 2017, vol. 17, iss. 4, pp. 216–241. <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2017-17-4-216-241>
15. Balynsky M., Kozhevnikov A., Khivintsev Y., Bhowmick T., Gutierrez D., Chiang H., Dudko G., Filimonov Y., Liu G., Jiang G., Balandin A. A., Lake R., Khitun A. Magnonic interferometric switch for multi-valued logic circuits. *J. Appl. Phys.*, 2017, vol. 121, pp. 024504. <https://doi.org/10.1063/1.4973115>
16. Balynskiy M., Chiang H., Gutierrez D., Kozhevnikov A., Filimonov Y., Khitun A. Reversible magnetic logic gates based on spin wave interference. *J. Appl. Phys.*, 2018, vol. 123, 144501. <https://doi.org/10.1063/1.5011772>
17. Khitun A. Magnonic holographic devices for special type data processing. *J. Appl. Phys.*, 2013, vol. 113, 164503. <https://doi.org/10.1063/1.4802656>
18. Kozhevnikov A., Gertz F., Dudko G., Filimonov Y., Khitun A. Pattern recognition with magnonic holographic memory device. *Appl. Phys. Lett.*, 2015, vol. 106, 142409. <https://doi.org/10.1063/1.4917507>
19. Gertz F., Kozhevnikov A., Filimonov Y., Khitun A. Magnonic holographic memory. *IEEE Trans. Magn.*, 2015, vol. 51, pp. 4002905. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2014.2362723>
20. Gutierrez D., Chiang H., Bhowmick T., Volodchenkov A. D., Ranjbar M., Liu G., Jiang C., Warren C., Khivintsev Y., Filimonov Y., Garay J., Lake R., Balandin A. A., Khitun A. Magnonic holographic imaging of magnetic microstructures. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2017, vol. 428, pp. 348–356. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.12.022>
21. Khivintsev Y., Ranjbar M., Gutierrez D., Chiang H., Kozhevnikov A., Filimonov Y., Khitun A. Prime factorization using magnonic holographic devices. *J. Appl. Phys.*, 2016, vol. 120, 123901. <https://doi.org/10.1063/1.4962740>
22. Vogt K., Fradin F. Y., Pearson J. E., Sebastian T., Bader S. D., Hillebrands B., Hoffmann A. P., Schultheiss H. Realization of a spin-wave multiplexer. *Nat. Commun.*, 2014, vol. 5, pp. 3727. <https://doi.org/10.1038/ncomms4727>
23. Davies C. S., Francis A., Sadovnikov A. V., Chertopalov S. V., Bryan M. T., Grishin S. V., Allwood D. A., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A., Kruglyak V. V. Towards graded-index magnonics: Steering spin waves in magnonic networks. *Phys. Rev. B*, 2015, vol. 92, 020408. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.020408>
24. Sadovnikov A. V., Davies C. S., Grishin S. V., Kruglyak V. V., Romanenko D. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Magnonic beam splitter: The building block of parallel magnonic circuitry. *Appl. Phys. Lett.*, 2015, vol. 106, 192406. <https://doi.org/10.1063/1.4921206>
25. Sadovnikov A. V., Beginin E. N., Sheshukova S. E., Romanenko D. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Directional multimode coupler for planar magnonics: Side-coupled magnetic stripes. *Appl. Phys. Lett.*, 2015, vol. 107, 202405. <https://doi.org/10.1063/1.4936207>
26. Davies C. S., Sadovnikov A. V., Grishin S. V., Sharaevskiy Y. P., Nikitov S. A., Kruglyak V. V. Field-controlled phase-rectified magnonic multiplexer. *IEEE Trans. Magn.*, 2015, vol. 51, 3401904. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2015.2447010>



27. Sadovnikov A. V., Beginin E. N., Odincov S. A., Sheshukova S. E., Sharaevskii Y. P., Stognij A. I., Nikitov S. A. Frequency selective tunable spin wave channeling in the magnonic network. *Appl. Phys. Lett.*, 2016, vol. 108, pp. 172411. <https://doi.org/10.1063/1.4948381>
28. Sadovnikov A. V., Odintsov S. A., Beginin E. N., Sheshukova S. E., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes. *Phys. Rev. B*, 2017, vol. 96, pp. 144428. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.144428>
29. Wang Q., Pirro P., Verba R., Slavin A., Hillebrands B., Chumak A. V. Reconfigurable nanoscale spin-wave directional coupler. *Science Advances*, 2018, vol. 4, e1701517. <https://doi.org/10.1126/sciadv.1701517>
30. Heussner F., Nabinger M., Fischer T., Brächer T., Serga A. A., Hillebrands B., Pirro P. Frequency-division multiplexing in magnonic logic networks based on caustic-like spin-wave beams. *Phys. Status Solidi RRL*, 2018, vol. 12, 1800409. <https://doi.org/10.1002/pssr.201800409>
31. Heussner F., Talmelli G., Geilen M., Heinz B., Brächer T., Meyer T., Ciubotaru F., Adelmann C., Yamamoto K., Serga A. A., Hillebrands B., Pirro P. Experimental realization of a passive gigahertz frequency-division demultiplexer for magnonic logic networks. *Phys. Status Solidi RRL*, 2020, vol. 14, 1900695. <https://doi.org/10.1002/pssr.201900695>
32. Balinskiy M., Chiang H., Kozhevnikov A., Filimonov Y., Balandin A. A., Khitun A. A Spin-Wave Magnetometer with a Positive Feedback. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2020, vol. 514, 167046. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.167046>
33. Khivintsev Y. V., Kozhevnikov A. V., Sakharov V. K., Dudko G. M., Filimonov Y. A., Khitun A. G. Interference of spin waves in arrays of microweguides based on yttrium-iron garnet films. *Technical Physics*, 2019, vol. 89, no. 11, pp. 1622–1628. <https://doi.org/10.1134/S106378421911015X>
34. Khivintsev Y. V., Kozhevnikov A. V., Dudko G. M., Sakharov V. K., Filimonov Y. A., Khitun A. G. Spin waves in YIG-based networks: Logic and signal processing. *Physics of Metals and Metallography*, 2019, vol. 120, no. 13, pp. 76–82. <https://doi.org/10.1134/S0031918X1913012X>
35. O'Keeffe T. W., Patterson R. W. Magnetostatic surface wave propagation in finite samples. *J. Appl. Phys.*, 1978, vol. 49, pp. 4886–4895. <https://doi.org/10.1063/1.325522>
36. Bajpai S. N. Excitation of magnetostatic surface waves: Effect of finite sample width. *J. Appl. Phys.*, 1985, vol. 58, no. 15, pp. 910–911. <https://doi.org/10.1063/1.336164>
37. Grechushkin K. V., Stalmakhov A. V., Tyulukin V. A. Wave-guide distribution of magnetostatic waves. *Pisma v Zhurnal Technicheskoi Fiziki*, 1988, vol. 14, iss. 21, pp. 1973–1978 (in Russian).
38. Sakharov V. K., Khivintsev Yu. V., Vysotsky S. L., Filimonov Yu. A. Peculiarities of magnetostatic waves propagation in microweguides with tapered width based on yttrium-iron garnet films. *Geteromagnitnaya microelectronica: sbornik nauchnykh trudov. Pod. red. A. V. Lyashenko* [A. V. Lyashenko, ed. Heteromagnetic Microelectronics: Collection of Scientific Proceedings]. Saratov, OAO "Institut kriticheskikh tekhnologii", 2017, iss. 23, pp. 33–47 (in Russian).
39. Gurevich A. G., Melkov G. A. *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press, 1996. 464 p.
40. Donahue M., Porter D. Object Oriented Micro Magnetic Framework (OOMMF). *Interagency Report NISTIR 6376*. National Institute of Standards and Technology. Gaithersburg, MD, 1999. 897 p. ([www.math.nist.gov/oommf/](http://www.math.nist.gov/oommf/)).
41. Ganguly A. K., Webb D. C. Radiation resistance of microstrip excited magnetostatic surface waves. *IEEE Trans. MTT*, 1975, vol. 23, no. 12, pp. 368–370. <https://doi.org/10.1109/MWSYM.1975.1123398>
42. De Wames R. E., Wolfram T. Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films. *J. Appl. Phys.*, 1970, vol. 41, pp. 987–993. <https://doi.org/10.1063/1.1659049>
43. Gulyaev Y. V., Bugaev A. S., Zil'berman P. E., Ignat'ev I. A., Konovalov A. G., Lugovskoi A. V., Mednikov A. M., Nam B. P., Nikolaev E. I. Giant oscillations in the transmission of quasi-surface spin waves through a thin yttrium-iron garnet (YIG) film. *JETP Lett.*, 1979, vol. 30, pp. 565–568.
44. Xing X.-J., Li S.-W., Huang X.-H., Wang Z.-G. Engineering spin-wave channels in submicrometer magnonic waveguides. *AIP Advances*, 2013, vol. 3, 032144. <https://doi.org/10.1063/1.4799738>
45. Sasaki H., Mikoshiba N. Directional coupling of magnetostatic surface waves in a layered structure of YIG films. *J. Appl. Phys.*, 1981, vol. 52, pp. 3546–3552. <https://doi.org/10.1063/1.329134>
46. Kalinikos B. A., Slavin A. N. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 1986, vol. 19, pp. 7013–7033. <https://doi.org/10.1088/0022-3719/19/35/014>

Поступила в редакцию 09.12.2020, после рецензирования 25.01.2021, принята к публикации 05.04.2021  
Received 09.12.2020, revised 25.01.2021, accepted 05.04.2021