

ISSN 0869-6632 (print) ISSN 2542-1905 (online) ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

## ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР

Ю. В. Гуляев, д.ф.-м.н., профессор, академик РАН, Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Москва

#### ЗАМ. ГЛАВНОГО РЕДАКТОРА

- И. В. Сысоев, д.ф.-м.н., профессор СГУ имени Н. Г. Чернышевского
- А. Н. Чумаченко, д. геогр. н., профессор, СГУ имени Н. Г. Чернышевского

## ЧЛЕНЫ РЕДАКЦИОННОЙ КОЛЛЕГИИ

- В. М. Аникин, д.ф.-м.н., профессор, СГУ имени Н. Г. Чернышевского
- Б. П. Безручко, д.ф.-м.н., профессор, СГУ имени Н. Г. Чернышевского
- С. В. Гонченко, д.ф.-м.н., профессор, ННГУ имени Н.И. Лобачевского
- *Н. С. Гинзбург*, д.ф.-м.н., профессор, член-корреспондент РАН, Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
- А. С. Дмитриев, д.ф.-м.н., профессор, Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Москва
- С. А. Кащенко, д.ф.-м.н., профессор, ЯрГУ имени П. Г. Демидова
- П. С. Ланда, д.ф.-м.н., профессор, МГУ имени М. В. Ломоносова
- Г. Г. Малинецкий, д.ф.-м.н., профессор, Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша РАН, Москва
- В. В. Матросов, д.ф.-м.н., профессор, ННГУ имени Н. И. Лобачевского
- В. И. Некоркин, д.ф.-м.н., профессор, член-корреспондент РАН, Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
- *А. В. Порубов*, д.ф.м.н., Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург
- Ю. М. Романовский, д.ф.-м.н., профессор, МГУ имени М. В. Ломоносова
- В. В. Тучин, д.ф.-м.н., профессор, член-корреспондент РАН, СГУ имени Н. Г. Чернышевского
- *А. М. Фейгин*, д.ф.-м.н., профессор, Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
- В. А. Царёв, д.т.н., профессор, СГТУ имени Гагарина Ю. А., Саратов
- *М. В. Шитикова*, д.ф.-м.н., профессор, Воронежский государственный технический университет
- В. Г. Яхно, д.ф.-м.н., профессор, Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
- *S. Boccaletti*, Ph.D. in Physics, Senior Researcher of Institute for Complex Systems of the National Research Council, Sesto Florentino, Italy
- A. V. Kraskov, Ph.D., Principal Investigator, UCL Institute of Neurology, Sobell Department, London, UK
- *N. V. Kuznetsov*, Professor, Corresponding Member of the RAS, Saint-Petersburg State University, Visiting Professor, University of Jyväskylä, Finland
- *G. van Luijtelaar*, Ph.D., Professor emeritus, Donders Centre for Cognition, Radboud University Nijmegen, Nijmegen, The Netherlands
- *A. K. Lüttjohann*, Ph.D., Postdoctoral researcher, Institut für Physiologie I, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster, Germany
- A. B. Neiman, Dr. of Science, Physics and Mathematics, Associate professor of Department of Physics and Astronomy, Ohio University, USA
- A. S. Pikovsky, Dr. rer. Nat. habil., Professor, Universität Potsdam, Germany
- A. N. Pisarchik, Ph.D., Professor, Universidad Politecnica de Madrid, Centre for Biomedical Technology, Spain
- V. A. Vakorin, Ph.D., Data Scientist, NeuroInformatics and NeuroAnalytics Lead, ImageTech Lab, Simon Fraser University, Vancouver, Canada



# Известия высших учебных заведений ПРИКЛАДНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА

Научно-технический журнал

Издается с 1993 года, выходит 6 раз в год

# Учредитель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского» Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83; e-mail: rector@sgu.ru

**Издатель** Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского» Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83; e-mail: rector@sgu.ru

Издание зарегистрировано в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций. Свидетельство о регистрации средства массовой информации № 1492 от 19.12.1991, перерегистрация: № 1492 от 24.08.1998, перерегистрация: ПИ № ФС77-77991 от 20.03.2020

Краткое название: Известия вузов. ПНД

ISSN печатной версии 0869-6632, ISSN online версии 2542-1905

Язык публикаций: русский, английский

Журнал включён как самостоятельное издание в два индекса Web of Science: Emerging Source Citation Index (WoS Core Collection) и Russian Science Citation Index

Журнал включен в библиографическую базу данных SCOPUS (sourceid/21100864538) как самостоятельное издание

Журнал включен в «Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук». Научные специальности, по которым присуждаются учёные степени (физико-математические науки): 1.1.8 – Механика деформируемого твердого тела, 1.3.3 – Теоретическая физика, 1.3.4 – Радиофизика, 1.3.5 – Физическая электроника, 1.3.6 – Оптика, 1.3.9 – Физика плазмы, 1.3.11 – Физика полупроводников, 1.3.19 – Лазерная физика, 1.5.2 – Биофизика.

Подписка осуществляется по Объединенному Каталогу «Пресса России» Раздел 30. «Научно-технические издания. Известия РАН. Известия ВУЗов» (подписной индекс 73498) и по Интернет-Каталогу Агентства «Книга-Сервис». Цена свободная.

Электронная версия журнала находится в открытом доступе

Зав. редакцией М. В. Сысоева Редакторы: Л. А. Сидорова, А. О. Салахова Оформление А. А. Токмачевой Верстка О. Н. Строгановой

Адрес редакции: Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83. Тел.: +7 (8452) 523864, +7 (909) 3367208, e-mail: andjournal@sgu.ru, сайт: http://andjournal.sgu.ru Подписан в печать 19.09.2022 Вышел в свет 30.09.2022 Формат 60х84 1/8. Усл. печ. л. 18,14 (19,1) Тираж 100 экз. Заказ № 118-Т

Отпечатан в Типографии Саратовского университета. Адрес типографии: Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83, корп. 8 Тел.: +7 (8452) 273385, e-mail: sguprint@bk.ru



# Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy APPLIED NONLINEAR DYNAMICS

Scientific-technical journal

Published since 1993, 6 issues per year

The journal was founded by

Saratov State University 83, Astrakhanskaya Str., Saratov 410012, Russia; e-mail: rector@sgu.ru

The publisher of the journal is Saratov State University 83, Astrakhanskaya Str., Saratov 410012, Russia; e-mail: rector@sgu.ru

Registered with the Federal service for supervision of communications, information technology and mass communications. Certificate of mass media registration No 1492 of 19.12.1991, re-registration: No 1492 of 24.08.1998, re-registration: ΠИ No ΦC77-77991 of 20.03.2020

Abbreviated title: Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics

ISSN print 0869-6632, ISSN online 2542-1905

Languages of publication: Russian and English

The journal is included into Web of Science Core Collection, Emerging Source Citation Index and into Russian Science Citation Index on the Web of Science platform

The journal has been indexed in SCOPUS as an independent source (sourceid/21100864538)

The journal is included in «The LIST of peer-reviewed scientific publications, where the main scientific results of Candidate of Sciences and Doctor of Sciences dissertations have to be published». The following Scientific Specialties in the field of Physics and Mathematical Sciences are presented: 1.1.8 – Mechanics of a deformable solid body, 1.3.3 – Theoretical Physics, 1.3.4 – Radio Physics, 1.3.5 – Physical Electronics, 1.3.6 – Optics, 1.3.9 – Plasma Physics, 1.3.11 – Semiconductor Physics, 1.3.19 – Laser Physics, 1.5.2 – Biophysics.

The journal subscription index is 73498 in the United Catalogue «Pressa Rossii», «The Russian Press», section 30 «Scientific and Technical Journals. Bulletins of the Russian Academy of Sciences. Bulletins of Higher Educational Institutions (Izvestiya VUZ)».

The journal is Open Access

Head of Editorial office M. V. Sysoeva Editors: L. A. Sidorova, A. O. Salakhova Design of A. A. Tokmacheva Layout of O. N. Stroganova

Address of Editorial office: 83, Astrakhanskaya Str., Saratov 410012, Russia. Ph.:+7 (8452) 523864, +7 (909) 3367208, e-mail: andjournal@sgu.ru, website: http://andjournal.sgu.ru Signed to press 19.09.2022. Published 30.09.2022 Format 60x84 1/8. Conv.-pr. Sh. of 18,14 (19,1) Edition of 100 copies. Order No. 118-T

Printed by Printing House of Saratov State University. Address of Printing House: 83, build. 8, Astrakhanskaya Str., Saratov 410012, Russia. Ph.:+7 (8452) 273385, e-mail:sguprint@bk.ru

# Известия высших учебных заведений ПРИКЛАДНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА

научно-технический журнал

издается с 1993 года

Выходит 6 раз в год

2022, том 30, № 5

## СОДЕРЖАНИЕ

ОТ РЕДАКТОРА	
Гришин С. В. К юбилею Юрия Павловича Шараевского	517
ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН	
Герус С. В., Локк Э. Г. Экспериментальные методы исследования спиновых волн	520
<i>Морозова М.А., Матвеев О.В.</i> Резонансные и нелинейные явления при распро- странении магнитостатических волн в мультиферроидных, полупроводниковых и металлизированных структурах на основе ферромагнитных плёнок и магнонных	
кристаллов	534
НОВОЕ В ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКЕ	
Бурдин Д. А., Чашин Д. В., Экономов Н. А., Фетисов Ю. К. Модуляция магнито- импеданса в планарной магнитоэлектрической гетероструктуре ферромагнетик – пьезоэлектрик	554
Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовни- ков А. В., Никитов С. А., Гришин С. В. Магнитные метаповерхности с металлически- ми включениями.	563
<i>Тихонов В. В., Губанов В. А.</i> Спин-волновая диагностика эпитаксиальных феррит- диэлектрических структур	592
Никитин А. А., Комлев А. Е., Никитин А. А., Устинов А. Б. Перестраиваемая спин- волновая линия задержки на основе феррита и диоксида ванадия	605
Селезнёв М. Е., Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Павлов Е. С., Филимонов Ю. А. Влияние трехмагнонных распалов из генерацию 2010 порерхиости ими магнитостатическими ролизоми в	
интегральных структурах ЖИГ-Рt	617
НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ. СОЛИТОНЫ. АВТОВОЛНЫ. САМООРГАНИЗАЦИЯ	
Пойманов В. Д. Спектр обменных спиновых волн в одномерном магнонном кристал- ле с антиферромагнитным упорядочением	644
Бабичев Р.К., Бабичева Г.В. Исследование возбуждения короткозамкнутым коак- сиальным преобразователем магнитостатических мод в прямоугольной пленке	

# Izvestiya VUZ APPLIED NONLINEAR DYNAMICS scientific-technical journal

published since 1993

Published 6 times a year

2022, vol. 30, no. 5

## **CONTENTS**

## EDITORIAL

APPLIED PROBLEMS OF NONLINEAR OSCILLATION AND WAVE THEORYGerus S. V., Lock E. H. Experimental methods for the study of spin waves	Grishin S. V. On the anniversary of Yuri P. Sharaevsky	517
<i>Gerus S. V., Lock E. H.</i> Experimental methods for the study of spin waves	APPLIED PROBLEMS OF NONLINEAR OSCILLATION AND WAVE THEORY	
<i>Morozova M. A., Matveev O. V.</i> Resonant and nonlinear phenomena during the propagation of magnetostatic waves in multiferroid, semiconductor and metallized structures based on ferromagnetic films and magnonic crystals	Gerus S. V., Lock E. H. Experimental methods for the study of spin waves	520
	<i>Morozova M. A., Matveev O. V.</i> Resonant and nonlinear phenomena during the propagation of magnetostatic waves in multiferroid, semiconductor and metallized structures based on ferromagnetic films and magnonic crystals	534

## INNOVATIONS IN APPLIED PHYSICS

<i>Burdin D. A., Chashin D. V., Ekonomov N. A., Fetisov Y. K.</i> Magnetoimpedance modulation in a planar magnetoelectric ferromagnet – piezoelectric heterostructure	554
Amelchenko M. D., Bir A. S., Ogrin F. Yu., Odintsov S. A., Romanenko D. V., Sadovnikov A.V., Nikitov S. A., Grishin S. V. Magnetic metasurfaces with metallic inclusions	563
Tikhonov V. V., Gubanov V. A. Spin-wave diagnostics of epitaxial ferrite-dielectric structures	592
Nikitin A. A., Komlev A. E., Nikitin A. A., Ustinov A. B. Tunable spin-wave delay line based on ferrite and vanadium dioxide	605
Seleznev M. E., Nikulin Y. V., Khivintsev Y. V., Vysotskii S. L., Kozhevnikov A. V., Sakha- rov V. K., Dudko G. M., Pavlov E. S., Filimonov Y. A. Influence of three-magnon decays on electromotive force generation by magnetostatic surface waves in integral YIG-Pt	
structures	617

# NONLINEAR WAVES. SOLITONS. AUTOWAVES. SELF-ORGANIZATION

Poimanov V.D. Spectrum of exchange spin waves in a one-dimensional magnonic crystal	
with antiferromagnetic ordering	644
Babichev R. K., Babicheva G. V. Excitation by shot circuited coaxial transducer of	
magnetostatic modes in rectangular yttrium iron garnet film	656



Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5 Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Редакторская заметка

DOI: 10.18500/0869-6632-003001 EDN: ZUCZUS

## К юбилею Юрия Павловича Шараевского

С.В. Гришин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия E-mail: sergrsh@yandex.ru Поступила в редакцию 22.08.2022, опубликована 30.09.2022

Для цитирования: Гришин С. В. К юбилею Юрия Павловича Шараевского // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 517–519. DOI: 10.18500/0869-6632-003001. EDN: ZUCZUS

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

3 октября 2022 года профессор, доктор физико-математических наук Юрий Павлович Шараевский отмечает своё 80-летие.

Моё знакомство с доцентом, кандидатом физико-математических наук Ю. П. Шараевским состоялось в студенческие годы на кафедре общей физики физического факультета Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского (СГУ), где я проходил обучение в период с 1991 по 1997 гг. Это было трудное время для страны и для университета, для профессорско-преподавательского состава и для студенческой молодёжи. После распада Советского Союза в 1991 году шёл поиск новых приоритетов и ценностей. В Саратове закрывались или коренным образом меняли тематику предприятия военно-промышленного комплекса, подготовка квалифицированных кадров для которых ранее была одной из основных задач физического факультета СГУ. Теперь же студентам предстояло заново переосмыслить выбор будущей специальности и определить своё отношение к науке.

В начале 1992 года ушел из жизни заведующий кафедрой общей физики, профессор, доктор физико-математических наук Всеволод Семенович Стальмахов, долгие годы возглавлявший направление по спин-волновой электронике. Его работы в соавторстве с Ю. П. Шараевским и А. В. Вашковским завершились публикацией монографии «Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот». После В. С. Стальмахова это направление возглавил Ю. П. Шараевский.

На меня, студента кафедры, ещё не успевшего определиться с выбором будущей профессии, обратил внимание Ю.П. Шараевский. Он старался привить мне интерес к науке и к физическому

© Гришин С. В., 2022



эксперименту, помогая советами и наставлениями. Во многом благодаря его влиянию моя жизнь теперь связана с наукой и университетом. С третьего курса Юрий Павлович руководил моими курсовыми работами, тематика которых была посвящена изучению магнитоупорядоченных сред. Тогда я даже не мог предположить, что этому научному направлению будут отданы многие годы работы, результаты исследований составят основу моей кандидатской диссертации и будут востребованы через 25 лет при изучении электродинамики дважды отрицательных сред, выполненных на основе гиромагнитных материалов.

После окончания университета, в августе 1997 года, Юрий Павлович пригласил меня присоединиться к его научной группе, занимавшейся проведением физических экспериментов. На тот момент в ней работало два человека: Ирина Александровна Накрап и Александр Николаевич Савин. Группа базировалась в помещении, принадлежавшем НИИ Механики и Физики СГУ. С этого времени мы стали единой командой. Юрий Павлович, поработав в свое время в НИИ «Волна» и заведующим лабораторией в НИИ Механики и Физики, очень ценил физический эксперимент. Его «коньком» были нелинейные линии передачи на основе ферромагнитных пленок, получившие название «шумоподавителей» на магнитостатических волнах. В конце 1990-х – начале 2000-х годов наш научный коллектив пополнился еще одним сотрудником — ученицей Юрия Павловича Морозовой Марией Александровной, которая занималась с ним решением нелинейных задач в связанных ферромагнитных пленках.

Нелинейное направление в ферромагнитных пленках было многообещающим и поддерживалось в рамках научной школы, возглавляемой членом-корреспондентом РАН Дмитрием Ивановичем Трубецковым. В начале 2000-х годов в СГУ начал создаваться факультет нелинейных процессов (ФНП). К тому времени Юрий Павлович работал уже начальником научноисследовательской части СГУ и, даже занимая такой достаточно высокий административный пост, он находил время для обсуждения научных результатов и написания статей. Только благодаря его вниманию и систематической работе со своими сотрудниками, все мы (А. Н. Савин, М. А. Морозова, С. В. Гришин) защитили кандидатские диссертации. Оставив административную должность и став заведующим кафедрой нелинейной физики только что созданного ФНП, Юрий Павлович много времени уделял становлению и развитию молодого факультета и непосредственно учебному процессу. Наряду с чтением базовых курсов лекций по общей физики, он не стеснялся вести практикумы, принимал активное участие в организации и проведении студенческих и научных конференций: «Нелинейные дни в Саратове для молодых», «Зимняя школа-семинар по радиофизике и электронике СВЧ», а позже «Хаотические автоколебания и образование структур». Жизнь по-настоящему кипела: с утра занятия со студентами, днем работа в научной группе, а вечером практически ежедневные совещания у декана ФНП Юрия Ивановича Левина, которые порой затягивались допоздна.

Под воздействием идей нелинейной динамики, в нашу научную группу начал «проникать» динамический хаос. Юрий Павлович не препятствовал этому «вторжению», а наоборот, давал возможность развиваться новому для нас направлению исследований, всячески поддерживая кооперацию с другими научными коллективами. У нас возникли очень хорошие, дружеские отношения с научной группой во главе с профессорами Юрием Дмитриевичем Жарковым и Борисом Савельевичем Дмитриевым, занимавшимися на тот момент экспериментальными исследованиями хаотической динамики клистронных автогенераторов. Для создания гибридных генераторов хаотических импульсов мы стали использовать совместное включение в кольцевой автогенератор пролетного клистрона и линии задержки на основе ферромагнитной плёнки. Юрий Павлович, Борис Савельевич, Юрий Иванович и Дмитрий Иванович были очень дружны, и эти теплые, дружеские отношения согревали не только их, но и тех, кто был рядом с ними. Вспоминаются поездки на научные конференции в Казань, Нижний Новгород, Санкт-Петербург, Воронеж, Ростов-на-Дону, ну и, конечно, в Крым, где Юрий Павлович старался не отставать от молодежи.

Юрий Павлович сделал очень многое для того, чтобы научное направление «Спин-волновая электроника» выжило после распада Советского Союза и приобрело новый импульс развития с приходом молодых талантливых сотрудников.

Мы все, его ученики и члены созданной им научной группы, сердечно поздравляем Юрия Павловича Шараевского с 80-летием и желаем ему крепкого здоровья! Желаем не унывать и философски относиться к различным жизненным обстоятельствам так, как он это делал ранее!



Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5 Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Обзорная статья УДК 537.624; 537.632 DOI: 10.18500/0869-6632-003002 EDN: ZYFAEY

#### Экспериментальные методы исследования спиновых волн

С. В. Герус, Э. Г. Локк⊠

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Россия E-mail: sgerus@yandex.ru, ⊠edwin@ms.ire.rssi.ru Поступила в редакцию 30.05.2022, принята к публикации 2.06.2022, опубликована 30.09.2022

Аннотация. Целью данной работы является обзорное описание различных экспериментальных методов исследования характеристик спиновых волн. Методы. В работе представлено описание ряда экспериментальных методик, таких как метод зондирования, метод измерения фазовых сдвигов, метод измерения эквифазных зависимостей, метод пересекающихся волновых пучков, а также использование фурье-анализа комплексного коэффициента передачи спиновых волн для определения их пространственного спектра. Подробно обсуждаются условия использования перечисленных методов и характеристики спиновых волн, которые можно измерить с помощью перечисленных методов. Результаты. В работе представлен ряд фундаментальных результатов, которые были получены на основе описываемых методов. Так, метод зондирования успешно использовался для визуализации распределения амплитуды и фазы спиновых волн в плоскости ферритовой пленки. В частности, с его помощью было экспериментально подтверждено предсказанное ранее возникновение сверхнаправленного распространения волновых пучков поверхностной и обратной объемной спиновых волн. Метод измерения фазовых сдвигов позволил измерить дисперсионные зависимости спиновых волн в таких ферритовых структурах, как феррит – металл и феррит – диэлектрик – металл, в которых невозможно проводить измерения с помощью метода зондирования. Метод измерения эквифазных зависимостей спиновых волн позволил, в частности, впервые с большой точностью измерить величину внешнего магнитного поля, намагничивающего пленку железоиттриевого граната до насыщения в различных кристаллографических направлениях. Метод пересекающихся волновых пучков позволил выяснить механизм возникновения параметрической неустойчивости поверхностных спиновых волн. Фурье-анализ комплексного коэффициента передачи спиновых волн позволил определить пространственный спектр этих волн; в частности, с помощью этого метода были впервые измерены дисперсионные зависимости высших мод обратной объемной спиновой волны. Заключение. Описанные в работе методы могут и в дальнейшем успешно использоваться для исследования характеристик спиновых волн в различных магнонных кристаллах, ферритовых структурах и мета-структурах.

*Ключевые слова*: спиновая волна, метод зондирования, измерение фазовых сдвигов, эквифазная зависимость, пространственный фурье-анализ.

*Благодарности*. Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00356).

Для цитирования: Герус С. В., Локк Э. Г. Экспериментальные методы исследования спиновых волн // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 520–533. DOI: 10.18500/0869-6632-003002. EDN: ZYFAEY

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (СС-ВУ 4.0).

(C) Герус С. В., Локк Э. Г., 2022

#### Experimental methods for the study of spin waves

S. V. Gerus, E. H. Lock  $\bowtie$ 

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (Fryazino branch) of the RAS E-mail: sgerus@yandex.ru, ⊠edwin@ms.ire.rssi.ru Received 30.05.2022, accepted 2.06.2022, published 30.09.2022

Abstract. Purpose of this paper is to give an overview of various experimental methods for investigation of spin waves characteristics. Methods. The paper presents a description of a number of experimental techniques, such as the probing method, the phase shift method, the method of measure of equiphase dependences, the method of intersecting wave beams, and the use of Fourier analysis of the complex transfer coefficient of spin waves to determine their spatial spectrum. The conditions for using the listed methods and the characteristics of spin waves that one can measure by means of these methods are discussed in detail. Results. The paper presents a number of fundamental results that have been obtained on the basis of described methods. For example, the probing method was successfully used to visualize the amplitude and phase distribution of spin waves in the ferrite film plane and, in particular, it was used to experimentally confirm the previously predicted appearance of super-directed propagation of surface and backward volume spin wave beams. The phase-shift measurement method made it possible to measure the dispersion dependence of spin waves in ferrite structures such as ferrite-metal and ferrite-dielectric-metal, where measurements cannot be made by the probing method. The method of measuring equiphase dependences of spin waves made it possible, in particular, to measure for the first time with great accuracy the value of an external magnetic field magnetizing an yttrium iron garnet film to saturation in various crystallographic directions. The method of intersecting wave beams has made it possible to clarify the mechanism of parametric instability of surface spin waves. Fourier analysis of the complex transfer coefficient of spin waves allowed to determine the spatial spectrum of these waves; in particular, dispersion dependences of higher modes of the backward volume spin wave were first measured using this method. Conclusion. The methods described in this paper may continue to be successfully used for investigations of spin waves characteristics in various magnon crystals, ferrite structures and meta-structures.

Keywords: spin wave, probing method, phase shift measurement, equiphase dependence, spatial Fourier analysis.

*Acknowledgements*. This work was performed as part of State Task of Kotelnikov Instutute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences and with partial financial support from the Russian Foundation for Basic Research (project No. 20-07-00356).

*For citation*: Gerus SV, Lock EH. Experimental methods for the study of spin waves. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5):520–533. DOI: 10.18500/0869-6632-003002

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

За последние десять лет исследования характеристик спиновых волн и их применения в различных областях науки и техники приобрели новый мощный импульс для своего развития, связанный с возможностью использования этих волн не только в магнонике и спинтронике, но и в создании логических схем при разработке компьютеров, а также в разработке наноустройств [1–6]. Сейчас даже трудно представить, что исследования спиновых волн в конце 20 века были практически приостановлены как в нашей стране, так и за рубежом, а основные результаты исследований, которые были выполнены за 30 лет, прошедших после описания спиновых волн в работе [7], были представлены в монографиях [8–11], подготовленных замечательными учеными А. В. Вашковским, В. С. Стальмаховым, Ю. П. Шараевским, А. Г. Гуревичем, Г. А. Мелковым, В. В. Даниловым, И. В. Зависляком, М. Г. Балинским и Б. А. Калиникосом. Указанные монографии на долгие годы стали настольными книгами для всех исследователей спиновых волн.

Среди научных коллективов России, которые после распада СССР продолжили исследования спиновых волн и предопределили нынешний виток успешного развития магноники, была лаборатория по исследованию СВЧ-свойств ферромагнетиков во Фрязинском филиале Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН. За 30 лет, прошедших с начала 1990-х годов, в лаборатории был выполнен ряд экспериментальных и теоретических исследований характеристик спиновых волн в ферритовых пленках и различных структурах на их основе, включая магнонные кристаллы, а также ряд исследований различных физических эффектов с использованием спиновых волн. Ниже представлен краткий обзор экспериментальных методов, разработанных в лаборатории для исследования характеристик спиновых волн уже после выхода монографий [8–11].

При экспериментальном исследовании спиновых волн основой для создания подавляющего большинства ферритовых структур служили касательно намагниченные пленки железоиттриевого граната (ЖИГ, YIG) на подложках из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ, GGG). Использование пленок ЖИГ в составе ферритовых структур обеспечивало эффективное возбуждение в СВЧдиапазоне спиновых волн с волновыми числами порядка  $10...10^4$  см<sup>-1</sup>. Волновой вектор k и вектор групповой скорости V спиновых волн в общем случае не коллинеарны, причем волна может быть как прямой, когда скалярное произведение (kV) > 0, так и обратной, когда (kV) < 0. Волну с неколлинеарной ориентацией k и V кратко можно называть неколлинеарной волной.

Коллективы Института радиотехники и электроники АН СССР и Саратовского государственного университета одними из первых в мире начали проводить экспериментальные и теоретические исследования с неколлинеарными спиновыми волнами [12–15]. Для этого в лаборатории по исследованию СВЧ свойств ферромагнетиков ИРЭ АН СССР были созданы экспериментальные установки, в которых возбуждающий и приемный преобразователи могли свободно перемещаться по поверхности ферритовой пленки (структуры) и поворачиваться вокруг нормали к поверхности, что позволяло возбуждать и принимать ограниченные по ширине волновые пучки спиновых волн с любой относительной ориентацией векторов k и V. Поначалу в экспериментах использовались идентичные возбуждающие и приемный преобразователи спиновых волн. При перемещении приемного преобразователя вдоль вектора групповой скорости проводилось измерение дисперсионных зависимостей спиновых волн в различных ферритовых структурах. Однако вскоре стало ясно, что если вместо идентичного приемного преобразователя использовать подвижный зонд с маленькой апертурой порядка 0.5 мм, то, перемещая этот зонд вдоль поверхности ферритовой пленки (или структуры), можно получить картину распределения амплитуды и фазы спиновой волны в пленке. С этой целью одна из экспериментальных установок была оснащена механизмами перемещения и вращения зонда, а также датчиками положения зонда, а данный метод измерения характеристик спиновых волн получил название метода зондирования. По мере развития компьютерной техники как сам метод, так и экспериментальная установка были значительно усовершенствованы. Компьютерная обработка экспериментальных данных и последующий фурьеанализ комплексного сигнала позволили решить весьма важную проблему — визуализировать распространение спиновых волн в плоскости исследуемой структуры на фиксированной частоте (рис. 1) [16], то есть наблюдать формирование и распространение волнового пучка, распределение амплитуды и очертания его волновых фронтов.

Метод зондирования оказался весьма эффективным при исследовании дифракции спиновых волн через слабоконтрастный магнонный кристалл (МК, МС), который образуется в ферритовой пленке из-за стационарной пространственно-периодической модуляции приложенного к пленке магнитного поля при расположении на ее поверхности высококоэрцитивной магнитной сигналограммы (рис. 2, 3) [17, 18].

Кроме того, при расположении под пленкой различных магнитных элементов, в плоскости пленки были реализованы различные конфигурации неоднородного магнитного поля, позволяющие контролировать траекторию и ширину луча спиновой волны. Например, с использованием



Рис. 1. Распределение амплитуды поверхностных спиновых волн в структуре ЖИГ–ГГГ–ЖИГ при kh < 1 (*a*) и  $kh \gg 1$  (*b*), где h — толщина подложки ГГГ

Fig. 1. Distribution of the amplitude of surface spin waves in the YIG-GGG-YIG structure at kh < 1 (*a*) and  $kh \gg 1$  (*b*), where *h* is the YIG substrate thickness



Рис. 2. Схема эксперимента при исследовании дифракции Брэгга на магнонном кристалле. В зависимости от конфигурации продифрагировавший луч может как распространяться вперёд, так и отражаться назад. Справа показан вид АЧХ выходного сигнала в окрестности зоны Бриллюэна

Fig. 2. Schematic of the experiment in the study of Bragg diffraction on a magnon crystal. Depending on the configuration, the diffracted beam can propagate both forward and backward. On the right is a view of the frequency response of the output signal in the vicinity of the Brillouin zone



Рис. 3. Дифракция на магнонном кристалле в режиме Рамана-Ната. Наблюдается большое количество дифракционных порядков

Fig. 3. Diffraction on a magnon crystal in the Raman-Nath mode. A large number of diffraction orders are observed

*Герус С. В., Локк Э. Г.* Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



Рис. 4. Поверхностные спиновые моды в магнитном волноводе (схема эксперимента и распределение мод) Fig. 4. Surface spin modes in a magnetic waveguide (experimental scheme and mode distribution)

протяженных миниатюрных магнитов в пленке было реализовано волноводное распространение спиновых волн, характеризующееся наличием модового состава и волноводной связью между близко расположенными волноводами (рис. 4) [19].

Кроме того, метод зондирования успешно использовался при исследовании дифракции спиновых волн на различных неоднородностях для визуализации возникающих дифракционных картин. В частности, недавно с помощью этого метода было экспериментально подтверждено предсказанное ранее [20, 21] возникновение сверхнаправленного распространения волновых пучков поверхностной и обратной объемной спиновых волн (рис. 5) [22, 23].

Оказалось, что если метод зондирования еще усовершенствовать, то можно будет за время однократного прохождения зонда вдоль поверхности структуры получать картины распределения



Рис. 5. Экспериментальное распределение амплитуды сверхнаправленного волнового пучка поверхностной спиновой волны в плоскости ферритовой пленки для следующих параметров пучка:  $f_0 = 2999$  МГц,  $k_0 = 56.5$  см<sup>-1</sup>,  $\lambda_0 = 1110$  мкм,  $\lambda_0/D = 0.222$ ,  $\varphi_0 = -45^\circ$ . Изменение цвета (или оттенка серого цвета) соответствует изменению амплитуды спиновой волны на 3 дБ относительно максимальной амплитуды. Абсолютная угловая ширина пучка по уровню 0.5 составила  $\Delta \psi = 0.4^\circ$  (цвет online)

Fig. 5. Experimental amplitude distribution of the superdirected surface spin wave beam in the ferrite film plane for the following beam parameters:  $f_0 = 2999$  MHz,  $k_0 = 56.5$  cm<sup>-1</sup>,  $\lambda_0 = 1110$  µm,  $\lambda_0/D = 0.222$ ,  $\varphi_0 = -45^\circ$ . The color change (or gray shade) corresponds to a 3 dB change in the spin wave amplitude relative to the maximum amplitude. The absolute angular width of the beam at 0.5 was  $\Delta \psi = 0.4^\circ$  (color online)

*Герус С. В., Локк Э. Г.* Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5 волны в широком интервале частот. Для этого одновременно с медленным движением измерительного зонда по поверхности структуры вдоль оси z осуществлялось быстрое пилообразное изменение частоты векторного анализатора в некотором интервале частот  $f_{\rm in}$  <  $< f < f_{\rm fin}$ , причем смещение зонда за период изменения пилообразного напряжения было достаточно мало. В результате данного усовершенствования оказалось возможным измерять распределение комплексного коэффициента передачи K(y, z, f) в зависимости от частоты fи координат y, z вдоль поверхности структуры. Последующее проведение фурье-анализа комплексного коэффициента передачи K(y, z, f)позволило фактически автоматизировать измерение дисперсионных зависимостей спиновых волн (рис. 6) [24].

Следует отметить, что хотя метод зондирования оказался весьма эффективным для исследования характеристик спиновых волн, все же выполнение некоторых экспериментальных задач с помощью этого метода оказалось



Рис. 6. Дисперсионные зависимости f(k) мод-сателлитов, на которые расщепляется первая мода обратной объемной спиновой волны (ООСВ) в высокооднородном магнитном поле из-за существования в ферритовой плёнке нескольких слоев с близкими магнитными параметрами (цвет online)

Fig. 6. Dispersion dependences of f(k) satellite modes, into which the first mode of backward volume spin wave (BVSW) in a highly homogeneous magnetic field splits due to the existence of several layers with close magnetic parameters in the ferrite film (color online)

невозможным. Например, как известно, на практике невозможно измерить дисперсионную зависимость спиновых волн в ферритовых структурах типа феррит – диэлектрик – металл с помощью метода зондирования, поскольку маленькая толщина диэлектрического зазора (менее 1–2 мм) не позволяет перемещать зонд под металлическим экраном и проводить с его помощью измерения. Зондирование же пленки через подложку, прилегающую к другой поверхности ферритовой пленки малоэффективно, так как подложка из ГГГ имеет толщину 0.5 мм и относительную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon = 9$ . Поэтому для таких ферритовых структур был разработан метод определения дисперсионной зависимости на основе измерения фазовых сдвигов, возникающих при плавном увеличении толщины воздушного зазора примерно до 10 мм (при таком зазоре спиновые волны в пленке ЖИГ уже не ощущают наличие металлического экрана) с последующим сравнением фазово-частотных характеристик в исходной структуре и в конечной с известной дисперсией (в данном случае — в свободной пленке).

При измерении указанных фазовых сдвигов необходимо учитывать знак разности фаз: в зависимости от этого знака дисперсионная зависимость исследуемой исходной структуры будет сдвинута относительно дисперсионной зависимости в свободной пленке либо в сторону более высоких значений волнового числа, либо в сторону меньших значений волнового числа (если использовать терминологию оптики, то можно сказать, что исходная структура может быть как более, так и менее плотной в оптическом отношении по сравнению с конечной структурой). Описание данного метода, который условно можно назвать методом измерения фазовых сдвигов, а также особенности и условия его использования подробнее изложены в работе [25].

Для реализации описанного выше метода была создана еще одна экспериментальная установка, специально приспособленная для исследования характеристик спиновых волн в таких структурах, в которых невозможно использовать метод зондирования. С помощью метода измерения фазовых сдвигов были измерены дисперсионные зависимости спиновых волн в таких структурах, как феррит – металл (Ф–М, F–М), феррит – диэлектрик – металл (Ф–Д–М, F–D–М),



Рис. 7. Дисперсионные зависимости f(ky). 1 - для ПСВ в свободной пленке ЖИГ; <math>2 - для ПСВ в структуре Ф-РМП (эксперимент); 3 - для ПСВ в структуре Ф-М; 4 - для первой моды ООСВ в свободной пленке ЖИГ; 5 - для второй моды ООСВ в свободной пленке ЖИГ; 5 - для второй моды ООСВ в свободной пленке ЖИГ 6 - для ООСВ в структуре Ф-РМП; 7 - для ООСВ в структуре Ф-М (кривые 1, 3, 4, 7 - эксперимент и расчет; кривые 2 и 6 - экспериментальные точки, соединенные плавными кривыми, кривая 5 - расчет). Расчет и эксперимент выполнены для пленки ЖИГ толщиной d = 82 мкм,  $4\pi M_0 = 1870$  Гс и внешнего поля  $H_0 = 367$  Э

Fig. 7. Dispersion dependences f(ky). 1 - for SSW in the free film of YIG; 2 - for SSW in the F-MBL structure (experiment); 3 - forSSW in the F-M structure; 4 - for the first mode of BVSW in the free film of YIG; 6 - for BVSW in the F-MBL structure; 7 - forBVSW in the F-M structure (curves 1, 3, 4, and 7 are experiments and calculations; curves 2 and 6 are experimental points connected by smooth curves; curve 5 is calculations). The calculation and the experiment were performed for the YIG film with thickness  $d = 82 \,\mu\text{m}, 4\pi M_0 = 1870 \,\text{G}$  and external field  $H_0 = 367 \,\text{Oe}$  феррит – высокотемпературный сверхпроводник (Ф-ВТСП, F-НТЅС) и феррит – решетка металлических полосок (Ф-РМП, F-MBL) [25-30] (см. рис. 7).

В частности, в результате экспериментов по измерению дисперсионной зависимости для первой и последней структур было обнаружено, что описание поверхностной спиновой волны (ПСВ, SSW) в магнитостатическом приближении приводит к неверному распределению волны по толщине ферритовой пленки. Как выяснилось, при описании волны в магнитостатическом приближении ее магнитостатический потенциал имеет максимум на металлизированной поверхности пленки, тогда как в действительности это неверно: реальная ПСВ имеет касательную плоскости пленки (и, следовательно, металлической плоскости) компоненту СВЧ электрического поля, которая на металле должна быть равна нулю. Поэтому в действительности энергия ПСВ в структуре феррит – металл локализуется у противоположной (не металлизированной) поверхности ферритовой пленки, что подтвердили и теоретические расчеты [29, 30].

Кроме того, слежение за изменением фазы спиновой волны оказалось весьма эффективным при исследовании характеристик спиновых волн в пленках с доменной

структурой (ДС). Так, например, изменение начальной частоты спектра спиновых волн, возникающее с изменением внешнего магнитного поля  $H_0$ , можно измерить путем слежения за изменением по частоте постоянного значения фазы, соответствующего волновым числам  $k\sim0$ . Аналогичным образом, изменяя магнитное поле  $H_0$  (и сохраняя фиксированным расстояние между преобразователями), можно следить за изменением по частоте любого другого постоянного значения фазы, соответствующего другого постоянного значения фазы, соответствующего другого постоянного значения фазы, соответствующего другому постоянному значению k и получить «эквифазные» зависимости  $f_k(H_0)$ . Если затем для какого-нибудь фиксированного значения внешнего магнитного поля измерить все волновые числа, то, используя эквифазные зависимости  $f_k(H_0)$ , можно построить дисперсионные зависимости спиновой волны в пленке с ДС сразу для любого фиксированного значения поля  $H_0$  (лежащего в интервале измерения эквифазных зависимостей). С помощью этого метода были измерены эквифазные и дисперсионные характеристики спиновых волн в пленках с ДС (рис. 8).

Кроме того, было обнаружено, что сами ферритовые пленки чистого ЖИГ можно условно разделить на два типа, различающихся в ненасыщенном состоянии как параметрами, поведением и фазовыми переходами ДС, так и характеристиками спиновых волн, распространяющихся в пленках. Пленки первого типа имеют высококонтрастную ДС, а пленки второго типа — слабоконтрастную [31], причем в пленках второго типа параметры ДС и характеристики волн изменяются гистерезисным образом при циклическом изменении величины приложенного поля  $H_0$  примерно

от 0 до насыщающего значения  $H_{\text{sat}}$  [32, 33], а в пленках первого типа гистерезисное изменение характеристик волн и параметров ДС не наблюдается [34, 35].

Как выяснилось, для решения некоторых фундаментальных вопросов в ферритовой пленке может потребоваться возбудить одновременно два волновых пучка. Так с помощью пересекающихся неколлинеарных волновых пучков ПСВ был выяснен механизм возникновения ее параметрической неустойчивости. Долгое время было неясно, начинаются ли нелинейные процессы при возбуждении ПСВ непосредственно в зоне расположения возбуждающего преобразователя (и значит, в качестве накачки выступает электромагнитное поле, сконцентрированное вблизи преобразователя), либо параметрическая неустойчивость возникает уже в самой ПСВ после ее возбуждения из-за слишком большой мощности волны. Чтобы однозначно ответить на этот вопрос, необходимо было разделить процессы возбуждения ПСВ и ее параметрического распада во времени и в пространстве. Осуществить это можно, возбудив ПСВ в ферритовой пленке в заведомо линейном режиме, а затем какимнибудь образом повысить плотность энергии волны. Если на практике реализуется первый из описанных выше механизмов, процессы рас-



Рис. 8. Гистерезисное изменение дисперсионных зависимостей f(k) ПСВ при намагничивании пленки ЖИГ вдоль одной из проекций осей [111] на плоскость пленки. Штриховые кривые получены при увеличении поля  $H_0$  приблизительно от 0 до насыщающего значения  $H_{\text{sat}}$ , а сплошные кривые — при уменьшении поля  $H_0$  от насыщающего значения  $H_{\text{sat}}$  примерно до 0. Кривые измерены при следующих значениях магнитного поля  $H_0$  (Э): 4.7 (I и 7); 11 (2 и 6), 21.7 (3 и 5);  $H_0 = H_{\text{sat}} = 33.5$  (4); 2.5 (8)

Fig. 8. Hysteresis change of the dispersion dependences f(k) of the SSW when the YIG film is magnetized along one of the projections of the axes [111] on the film plane. The dashed curves were obtained when the  $H_0$  field increased from  $\sim 0$  to the saturating  $H_{\rm sat}$  value, and the solid curves were obtained when the  $H_0$  field decreased from the saturating  $H_{\rm sat}$  value to  $\sim 0$ . The curves were measured at the following 0 magnetic field values (Oe): 4.7 (1 and 7); 11 (2 and 6), 21.7 (3 and 5);  $H_0 = H_{\rm sat} = 33.5$  (4); 2.5 (8)

пада вообще не возникнут; если же реализуется второй механизм, то при определенных условиях в эксперименте можно будет наблюдать возникновение запороговых явлений, начиная с определенного сечения волнового пучка, в котором плотность энергии ПСВ превысит пороговое значение; причем в сечениях, лежащих ближе к возбуждающему преобразователю, запороговые явления наблюдаться не будут. Для ответа на поставленный вопрос был выполнен следующий эксперимент: в ферритовой пленке возбудили два неколлинеарных волновых пучка так, чтобы их траектории пересекались, и чтобы на преобразователи, возбуждающие пучки, поступала мощность, чуть меньше пороговой. Длина траекторий волновых пучков была подобрана так, чтобы оба пучка, достигнув точки пересечения, растратили бы на диссипацию меньше половины своей мощности (в противном случае реализовать нелинейный режим в точке пересечения пучков не удалось бы). Возникновение нелинейного режима в точке пересечения волновых пучков (и его отсутствие на участках траекторий пучков, расположенных до точки пересечения), наблюдавшееся в данном эксперименте [36], подтвердило, что на практике реализуется второй из перечисленных механизмов возникновения параметрической неустойчивости ПСВ.

Отметим, что в настоящее время эксперименты по измерению характеристик спиновых волн часто проводятся методом бриллюэновского рассеяния света на спиновых волнах [37,38], который хотя и имеет более высокую разрешающую способность по сравнению с методом зондирования, но уступает последнему на 1–2 порядка по площади поверхности пленки, на которой можно выполнить измерения. В то же время описанные выше методы, такие как пространственный фурье-анализ и метод измерения фазовых сдвигов могут вполне применяться и вместе с методом бриллюэновского рассеяния света при экспериментальном измерении характеристик спиновых волн.

Таким образом, в данной работе рассмотрены экспериментальные методы исследования характеристик спиновых, такие как метод зондирования, метод измерения фазовых сдвигов, метод измерения эквифазных зависимостей и использование фурье-анализа комплексного коэффициента передачи для определения пространственного спектра спиновых волн. Обсуждаются условия использования перечисленных методов, а также полученные с помощью этих методов результаты.

## Список литературы

- 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. Магноника — новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // Успехи физических наук. 2015. Т. 185, № 10. С. 1099–1128. DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099.
- 2. Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Hillebrands B. Magnon spintronics // Nature Physics. 2015. Vol. 11, no. 6. P. 453–461. DOI: 10.1038/nphys3347.
- Wang X. S., Zhang H. W., Wang X. R. Topological magnonics: A paradigm for spin-wave manipulation and device design // Phys. Rev. Appl. 2018. Vol. 9, no. 2. P. 024029. DOI: 10.1103/ PhysRevApplied.9.024029.
- 4. *Pirro P., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B.* Advances in coherent magnonics // Nat. Rev. Mater. 2021. Vol. 6, no. 12. P. 1114–1135. DOI: 10.1038/s41578-021-00332-w.
- Barman A., Gubbiotti G., Ladak S., Adeyeye A. O., Krawczyk M., Gräfe J., Adelmann C., Cotofana S., Naeemi A., Vasyuchka V. I., Hillebrands B., Nikitov S. A., Yu H., Grundler D., Sadovnikov A. V., Grachev A. A., Sheshukova S. E., Duquesne J.-Y., Marangolo M., Csaba G., Porod W., Demidov V. E., Urazhdin S., Demokritov S. O., Albisetti E., Petti D., Bertacco R., Schultheiss H., Kruglyak V. V., Poimanov V. D., Sahoo S., Sinha J., Yang H., Münzenberg M., Moriyama T., Mizukami S., Landeros P., Gallardo R. A., Carlotti G., Kim J.-V., Stamps R. L., Camley R.E., Rana B., Otani Y., Yu W., Yu T., Bauer G.E.W., Back C., Uhrig G.S., Dobrovolskiy O.V., Budinska B., Qin H., van Dijken S., Chumak A. V., Khitun A., Nikonov D. E., Young I. A., Zingsem B. W., Winklhofer M. The 2021 magnonics roadmap // Journal of Physics: Condensed Matter. 2021. Vol. 33, no. 41. P. 413001. DOI: 10.1088/1361-648x/abec1a.
- 6. Chumak A., Kabos P., Wu M., Abert C., Adelmann C., Adeveye A., Åkerman J., Aliev F.G., Anane A., Awad A., Back C. H., Barman A., Bauer G. E. W., Becherer M., Beginin E. N., Bittencourt V.A.S.V., Blanter Y.M., Bortolotti P., Boventer I., Bozhko D.A., Bunyaev S.A., Carmiggelt J. J., Cheenikundil R. R., Ciubotaru F., Cotofana S., Csaba G., Dobrovolskiy O. V., Dubs C., Elyasi M., Fripp K. G., Fulara H., Golovchanskiy I. A., Gonzalez-Ballestero C., Graczyk P., Grundler D., Gruszecki P., Gubbiotti G., Guslienko K., Haldar A., Hamdioui S., Hertel R., Hillebrands B., Hioki T., Houshang A., Hu C.-M., Huebl H., Huth M., Iacocca E., Jungfleisch M. B., Kakazei G. N., Khitun A., Khymyn R., Kikkawa T., Kläui M., Klein O., K-los J. W., Knauer S., Koraltan S., Kostylev M., Krawczyk M., Krivorotov I. N., Kruglvak V. V., Lachance-Quirion D., Ladak S., Lebrun R., Li Y., Lindner M., Macêdo R., Mayr S., Melkov G. A., Mieszczak S., Nakamura Y., Nembach H. T., Nikitin A. A., Nikitov S. A., Novosad V., Otalora J. A., Otani Y., Papp A., Pigeau B., Pirro P., Porod W., Porrati F., Qin H., Rana B., Reimann T., Riente F., Romero-Isart O., Ross A., Sadovnikov A. V., Safin A. R., Saitoh E., Schmidt G., Schultheiss H., Schultheiss K., Serga A. A., Sharma S., Shaw J. M., Suess D., Surzhenko O., Szulc K., Taniguchi T., Urbánek M., Usami K., Ustinov A. B., van der Sar T., van Dijken S., Vasyuchka V. I., Verba R., Viola Kusminskiy S., Wang Q., Weides M., Weiler M., Wintz S., Wolski S. P., Zhang X. Roadmap

on spin-wave computing // IEEE Transactions on Magnetics. 2022. Vol. 58, no. 6. P. 0800172. DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664.

- 7. *Damon R. W., Eshbach J. R.* Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19, no. 3–4. P. 308–320. DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5.
- 8. *Данилов В. В., Зависляк И. В., Балинский М. Г.* Спинволновая электродинамика. Киев: Либідь, 1991. 211 с.
- 9. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993. 312 с.
- 10. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
- Kalinikos B. A. Dipole-exchange spin-wave spectrum of magnetic films // In: Cottam M. G. (ed) Linear and Nonlinear Spin Waves in Magnetic Films and Superlattices. Singapore: World Scientific, 1994. P. 89–156.
- 12. Гуляев Ю.В., Никитов С.А. Брэгговское отражение ПМСВ от периодического участка поверхности феррита при наклонном падении волны // Физика твердого тела. 1982. Т. 23, № 12. С. 3678–3679.
- 13. Вашковский А. В., Гречушкин К. В., Стальмахов А. В. Пространственно-частотные зависимости потока энергии поверхностной магнитостатической волны // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30, № 12. С. 2422–2428.
- 14. Вашковский А. В., Шахназарян Д. Г. Отражение поверхностной магнитостатической волны от края магнитной пленки // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32, № 4. С. 719–723.
- 15. Вашковский А. В., Зубков В. И., Локк Э. Г., Щеглов В. И. Влияние неоднородности постоянного магнитного поля на траектории поверхностных магнитостатических волн // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, № 4. С. 1–4.
- 16. Анненков А. Ю., Герус С. В. Исследование распределения поверхностных магнитостатических волн путем сканирования поверхности ферритовой пластины // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57, № 5. С. 572–577.
- 17. Анненков А. Ю., Виноградов А. П., Герус С. В., Рыжиков И. А., Шишков С. А. Исследование магнитостатических волн в фотонных кристаллах // Известия РАН. Серия физическая. 2007. Т. 71, № 11. С. 1612–1613.
- 18. *Герус С. В.* Магнитостатические волны в пространственно-периодических и двумернонеоднородных магнитных полях: дисс. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.11. М.: ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, 2010. 317 с.
- 19. Анненков А. Ю., Герус С. В., Ковалев С. И. Трансформация поверхностных магнитостатических волн, канализируемых ступенчатым полем подмагничивания // Журнал технической физики. 2002. Т. 72, № 6. С. 85–89.
- 20. Локк Э. Г. Угловая ширина луча при дифракции на щели волны с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями // Успехи физических наук. 2012. Т. 182, № 12. С. 1327–1343. DOI: 10.3367/UFNr.0182.201212e.1327.
- 21. Локк Э.Г. Угловая ширина волнового пучка обратной спиновой волны, возбуждаемой линейным преобразователем в ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2015. Т. 60, № 1. С. 102–106. DOI: 10.7868/S0033849415010106.
- 22. Annenkov A. Y., Gerus S. V., Lock E. H. Superdirectional beam of surface spin wave // Europhysics Letters. 2018. Vol. 123, no. 4. P. 44003. DOI: 10.1209/0295-5075/123/44003.
- 23. Annenkov A. Y., Gerus S. V., Lock E. H. Superdirected beam of the backward volume spin wave // EPJ Web of Conferences. 2018. Vol. 185. P. 02006. DOI: 10.1051/epjconf/201818502006.
- 24. Герус С. В., Локк Э. Г., Анненков А. Ю. Влияние однородности магнитного поля, намагничивающего ферритовую пленку, на точность измерения характеристик спиновых волн // Радиотехника и электроника. 2021. Т. 66, № 12. С. 1216–1223. DOI: 10.31857/S0033849421120081.

- 25. Локк Э. Г. Дисперсия магнитостатических волн в композитной структуре феррит-решетка металлических полосок // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 12. С. 1484–1494.
- 26. Зубков В. И., Локк Э. Г., Щеглов В. И. Прохождение поверхностных магнитостатических волн под металлической полосой, расположенной над поверхностью ферритовой пленки // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34, № 7. С. 1381–1384.
- 27. Вашковский А. В., Зубков В. И., Лебедь Б. М., Локк Э. Г., Щеглов В. И., Яковлев С. В. Дисперсия поверхностных магнитостатических волн в слоистой структуре феррит–высокотемпературный сверхпроводник // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17, № 9. С. 67–70.
- 28. Вашковский А. В., Зубков В. И., Локк Э. Г. Распространение магнитостатических волн в структуре феррит–ВТСП при наличии транспортного тока в сверхпроводнике // Физика твердого тела. 1997. Т. 39, № 12. С. 2195–2202.
- 29. Локк Э. Г. Распространение поверхностных магнитостатических волн в композитной структуре феррит-решетка металлических полосок // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50, № 1. С. 74–81.
- 30. Вашковский А. В., Локк Э. Г. О взаимосвязи энергетических и дисперсионных характеристик магнитостатических волн в ферритовых структурах // Успехи физических наук. 2011 Т. 181, № 3. С. 293–304. DOI: 10.3367/UFNr.0181.201103c.0293.
- 31. Вашковский А. В., Локк Э. Г., Щеглов В. И. Влияние наведенной одноосной анизотропии на доменную структуру и фазовые переходы пленок железоиттриевого граната // Физика твердого тела. 1999. Т. 41, № 11. С. 2034–2041.
- 32. Вашковский А. В., Локк Э. Г., Щеглов В. И. Распространение безобменных спиновых волн в ферритовых пленках с доменной структурой // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63, № 7. С. 544–548.
- Вашковский А. В., Локк Э. Г., Щеглов В. И. Распространение магнитостатических волн в ненасыщенных ферритовых пленках с полосовой доменной структурой // ЖЭТФ. 1997. Т. 111, № 3. С. 1016–1031.
- 34. *Вашковский А. В., Локк Э. Г., Щеглов В. И.* Безобменные спиновые волны в пленках железоиттриевого граната с полосовыми доменами, намагниченность внутри которых ориентирована вблизи плоскости пленки // Микроэлектроника. 1998. Т. 27, № 5. С. 393–395.
- 35. Вашковский А. В., Локк Э. Г., Щеглов В. И. Гистерезис характеристик магнитостатических волн в ферритовых пленках с полосовыми доменами, векторы намагниченности которых ориентированы вблизи плоскости пленки // ЖЭТФ. 1998. Т. 114, № 10. С. 1430–1450.
- 36. Вашковский А. В., Локк Э. Г. Наблюдение параметрической неустойчивости поверхностной магнитостатической волны // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60, № 7. С. 545–548.
- 37. *Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D.* Magnonics // Journal of Physics D: Applied Physics. 2010. Vol. 43, no. 26. P. 264001. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264001.
- 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, no. 14. P. 144428. DOI: 10.1103/ PhysRevB.96.144428.

## References

- Nikitov SA, Kalyabin DV, Lisenkov IV, Slavin AN, Barabanenkov YN, Osokin SA, Sadovnikov AV, Beginin EN, Morozova MA, Sharaevsky YP, Filimonov YA, Khivintsev YV, Vysotsky SL, Sakharov VK, Pavlov ES. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics. Physics-Uspekhi. 2015;58(10):1002–1028. DOI: 10.3367/UFNe.0185.201510m.1099.
- 2. Chumak AV, Vasyuchka VI, Serga AA, Hillebrands B. Magnon spintronics. Nature Physics. 2015;11(6):453–461. DOI: 10.1038/nphys3347.
- 3. Wang XS, Zhang HW, Wang XR. Topological magnonics: A paradigm for spin-wave manipulation and device design. Phys. Rev. Appl. 2018;9(2):024029. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.9.024029.

- 4. Pirro P, Vasyuchka VI, Serga AA, Hillebrands B. Advances in coherent magnonics. Nat. Rev. Mater. 2021;6(12):1114–1135. DOI: 10.1038/s41578-021-00332-w.
- 5. Barman A, Gubbiotti G, Ladak S, Adeyeye AO, Krawczyk M, Gräfe J, Adelmann C, Cotofana S, Naeemi A, Vasyuchka VI, Hillebrands B, Nikitov SA, Yu H, Grundler D, Sadovnikov AV, Grachev AA, Sheshukova SE, Duquesne JY, Marangolo M, Csaba G, Porod W, Demidov VE, Urazhdin S, Demokritov SO, Albisetti E, Petti D, Bertacco R, Schultheiss H, Kruglyak VV, Poimanov VD, Sahoo S, Sinha J, Yang H, Münzenberg M, Moriyama T, Mizukami S, Landeros P, Gallardo RA, Carlotti G, Kim JV, Stamps RL, Camley RE, Rana B, Otani Y, Yu W, Yu T, Bauer GEW, Back C, Uhrig GS, Dobrovolskiy OV, Budinska B, Qin H, van Dijken S, Chumak AV, Khitun A, Nikonov DE, Young IA, Zingsem BW, Winklhofer M. The 2021 magnonics roadmap. Journal of Physics: Condensed Matter. 2021;33(41):413001. DOI: 10.1088/1361-648x/abec1a.
- 6. Chumak A, Kabos P, Wu M, Abert C, Adelmann C, Adeyeye A, Åkerman J, Aliev FG, Anane A, Awad A, Back CH, Barman A, Bauer GEW, Becherer M, Beginin EN, Bittencourt VASV, Blanter YM, Bortolotti P, Boventer I, Bozhko DA, Bunyaev SA, Carmiggelt JJ, Cheenikundil RR, Ciubotaru F, Cotofana S, Csaba G, Dobrovolskiy OV, Dubs C, Elyasi M, Fripp KG, Fulara H, Golovchanskiy IA, Gonzalez-Ballestero C, Graczyk P, Grundler D, Gruszecki P, Gubbiotti G, Guslienko K, Haldar A, Hamdioui S, Hertel R, Hillebrands B, Hioki T, Houshang A, Hu CM, Huebl H, Huth M, Iacocca E, Jungfleisch MB, Kakazei GN, Khitun A, Khymyn R, Kikkawa T, Kläui M, Klein O, K-los JW, Knauer S, Koraltan S, Kostylev M, Krawczyk M, Krivorotov IN, Kruglyak VV, Lachance-Quirion D, Ladak S, Lebrun R, Li Y, Lindner M, Macêdo R, Mayr S, Melkov GA, Mieszczak S, Nakamura Y, Nembach HT, Nikitin AA, Nikitov SA, Novosad V, Otalora JA, Otani Y, Papp A, Pigeau B, Pirro P, Porod W, Porrati F, Qin H, Rana B, Reimann T, Riente F, Romero-Isart O, Ross A, Sadovnikov AV, Safin AR, Saitoh E, Schmidt G, Schultheiss H, Schultheiss K, Serga AA, Sharma S, Shaw JM, Suess D, Surzhenko O, Szulc K, Taniguchi T, Urbánek M, Usami K, Ustinov AB, van der Sar T, van Dijken S, Vasyuchka VI, Verba R, Viola Kusminskiy S, Wang Q, Weides M, Weiler M, Wintz S, Wolski SP, Zhang X. Roadmap on spinwave computing. IEEE Transactions on Magnetics. 2022;58(6):0800172. 10.1109/TMAG.2022. 3149664.
- 7. Damon RW, Eshbach JR. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. J. Phys. Chem. Solids. 1961;19(3–4):308–320. DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5.
- 8. Danilov VV, Zavislyak IV, Balinsky MG. Spinwave Electrodynamics. Kiev: Libid; 1991. 211 p. (in Russian).
- 9. Vashkovskii AV, Stalmakhov VS, Sharaevskii YP. Magnetostatic Waves in Ultrahigh Frequency Electronics. Saratov: Saratov State University Publishing; 1993. 312 p. (in Russian).
- Gurevich AG, Melkov GA. Magnetization Oscillations and Waves. Boca Raton: CRC Press; 1996. 464 p.
- Kalinikos BA. Dipole-exchange spin-wave spectrum of magnetic films. In: Cottam MG, editor. Linear and Nonlinear Spin Waves in Magnetic Films and Superlattices. Singapore: World Scientific; 1994. P. 89–156.
- 12. Gulyaev YV, Nikitov SA. A Bragg reflection of MSSW from periodic ferrite surface area at oblique wave incidence. Soviet Physics, Solid State. 1982;23(12):3678–3679 (in Russian).
- 13. Vashkovskii AV, Grechushkin KV, Stalmakhov AV. Spatial-frequency dependences of surface magnetostatic wave energy flux. Sov. J. Commun. Technol. Electron. 1985;30(12):2422–2428 (in Russian).
- 14. Vashkovskii AV, Shahnazaryan DG. Surface magnetostatic wave reflection from film edge. Sov. J. Commun. Technol. Electron. 1987;32(4):719–723 (in Russian).
- 15. Vashkovskii AV, Zubkov VI, Lokk EG, Shcheglov VI. Effect of inhomogeneity of the permanent magnetic field on surface magnetostatic wave trajectories. Tech. Phys. Lett. 1989;15(4):1–4 (in Russian).

- 16. Annenkov AY, Gerus SV. Analysis of the distribution of magnetostatic surface waves by scanning the surface of a ferrite slab. J. Commun. Technol. Electron. 2012;57(5):519–524. DOI: 10.1134/S1064226912050014.
- Annenkov AY, Vinogradov AP, Gerus SV, Ryzhikov IA, Shishkov SA, Inoue M. Investigation of magnetostatic waves in photonic crystals. Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2007;71(11):1569–1570. DOI: 10.3103/S1062873807110299.
- Gerus SV. Magnetostatic waves in spatially periodic and two-dimensional inhomogeneous magnetic fields. Dissertation for the degree of Doctor of Sciences in Physical and Mathematical Sciences. Moscow: Kotel'nikov Instutute of Radio Engineering and Electronics (Fryazino branch), Russian Academy of Sciences; 2010. 317 p. (in Russian).
- 19. Annenkov AY, Gerus SV, Kovalev SI. Transformation of surface magnetostatic waves channeled by a step bias field. Tech. Phys. 2002;47(6):737–741. DOI: 10.1134/1.1486198.
- 20. Lock EH. Angular beam width of a slit-diffracted wave with noncollinear group and phase velocities. Physics-Uspekhi. 2012;55(12):1239–1254. DOI: 10.3367/UFNe.0182.201212e.1327.
- 21. Lokk EG. The angular width of the wave beam of a backward spin wave excited by a linear transducer in a ferrite plate. J. Commun. Technol. Electron. 2015;60(1):97–101. DOI: 10.1134/ S1064226915010106.
- 22. Annenkov AY, Gerus SV, Lock EH. Superdirectional beam of surface spin wave. Europhysics Letters. 2018;123(4):44003. DOI: 10.1209/0295-5075/123/44003.
- 23. Annenkov AY, Gerus SV, Lock EH. Superdirected beam of the backward volume spin wave. EPJ Web of Conferences. 2018;185:02006. DOI: 10.1051/epjconf/201818502006.
- 24. Gerus SV, Lock EH, Annenkov AY. Effect of nonuniform magnetic field That magnetizes a ferrite film on the measurement accuracy for characteristics of spin waves. J. Commun. Technol. Electron. 2021;66(12):1378–1384. DOI: 10.1134/S1064226921120081.
- 25. Lock EH. Magnetostatic wave dispersion in a ferrite-metal-strip grating structure. J. Commun. Technol. Electron. 2003;48(12):1369–1378.
- 26. Zubkov VI, Lokk EG, Shcheglov VI. Surface magnetostatic wave propagation under a metal bar placed over the surface of a ferrite film. Sov. J. Commun. Technol. Electron. 1989;34(7):1381–1384 (in Russian).
- 27. Vashkovskii AV, Zubkov VI, Lebed BM, Lokk EG, Shcheglov VI, Yakovlev SV. Dispersion of surface magnetostatic waves in layered structure ferrite-high-temperature superconductor. Tech. Phys. Lett. 1991;17(9):67–70 (in Russian).
- 28. Vashkovskii AV, Zubkov VI, Lokk EG. Propagation of magnetostatic waves in a ferrite plus high-T c superconductor structure in the presence of transport current in the superconductor. Physics of the Solid State. 1997;39(12):1961–1967. DOI: 10.1134/1.1130209.
- 29. Lokk EG. Propagation of magnetostatic surface waves in a composite structure composed of a ferrite and a grating of metal strips. J. Commun. Technol. Electron. 2005;50(1):67–74.
- 30. Vashkovsky AV, Lock EH. On the relationship between magnetostatic wave energy and dispersion characteristics in ferrite structures. Physics-Uspekhi. 2011;54(3):281–290. DOI: 10.3367/UFNe. 0181.201103c.0293.
- 31. Vashkovskii AV, Lokk EG, Shcheglov VI. Influence of induced uniaxial anisotropy on the domain structure and phase transitions of yttrium-iron garnet films. Physics of the Solid State. 1999;41(11):1868–1874. DOI: 10.1134/1.1131115.
- 32. Vashkovskii AV, Lokk EG, Shcheglov VI. Propagation of zero-exchange spin waves in ferrite films with domain structure. JETP Lett. 1996;63(7):572–577. DOI: 10.1134/1.567066.
- Vashkovskii AV, Lokk EG, Shcheglov VI. Propagation of magnetostatic waves in unsaturated ferrite films with a strip domain structure. J. Exp. Theor. Phys. 1997;84(3):560–568. DOI: 10.1134/ 1.558176.

- 34. Vashkovskii AV, Lokk EG, Shcheglov VI. Unexchangeable spin waves in iron yttrium garnet films with stripe domains having magnetisation within them oriented near the film plane. Microelectronics. 1998;27(5):393–395 (in Russian).
- 35. Vashkovskii AV, Lokk EG, Shcheglov VI. Hysteresis of the characteristics of magnetostatic waves in ferrite films with stripe domains whose magnetization vectors are oriented close to the plane of the film. J. Exp. Theor. Phys. 1998;87(4):776–787. DOI: 10.1134/1.558721.
- 36. Vashkovskii AV, Lokk EG. Observation of a parametric instability of a surface magnetostatic waves. JETP Lett. 1994;60(7):561–564.
- 37. Kruglyak VV, Demokritov SO, Grundler D. Magnonics. Journal of Physics D: Applied Physics. 2010;43(26):264001. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264001.
- 38. Sadovnikov AV, Odintsov SA, Beginin EN, Sheshukova SE, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes. Phys. Rev. B. 2017;96(14):144428. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.144428.



Герус Сергей Валерианович — родился в Москве (1947). Окончил МФТИ (1971) и аспирантуру МФТИ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физикоматематических наук (1974) и доктора физико-математических наук (по специальности «Физика магнитных явлений», 2010). С 1974 года работает в ФИРЭ РАН, в настоящее время в должности ведущего научного сотрудника. Имеет более 200 научных трудов.

Россия, Московская область, 141195 Фрязино, пл. Введенского, 1 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН E-mail: sgerus@yandex.ru ORCID: 0000-0002-1611-6484 AuthorID (eLibrary.Ru): 26995



Локк Эдвин Гарривич — родился в г. Ханларе (ранее — Еленендорф, ныне Гей-Гёль) Азербайджанской ССР (1961). Окончил Московский энергетический институт (1984) и поступил на работу в ИРЭ АН СССР, где защитил диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1992, Фрязино) и доктора физико-математических наук (2008, Москва) по специальности «Физика магнитных явлений». Работает в должности главного научного сотрудника. С 2002 года по настоящее время руководит лабораторией по исследованию СВЧ свойств ферромагнетиков ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. Научные интересы: спиновые волны, ферритовые структуры и метаматериалы, а также физические явления и эффекты, возникающие с участием спиновых волн. Имеет около 290 публикаций, в том числе 91 статью и 4 изобретения.

Россия, Московская область, 141195 Фрязино, пл. Введенского, 1 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru ORCID: 0000-0003-0635-7687 AuthorID (eLibrary.Ru): 26997



Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5 Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Обзорная статья УДК 537.622.4, 537.87, 537.226.4, 621.315.592 DOI: 10.18500/0869-6632-003003 EDN: ZJHKXN

## Резонансные и нелинейные явления при распространении магнитостатических волн в мультиферроидных, полупроводниковых и металлизированных структурах на основе ферромагнитных плёнок и магнонных кристаллов

М. А. Морозова<sup>⊠</sup>, О. В. Матвеев

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Россия E-mail: Imamorozovama@yandex.ru, olvmatveev@gmail.com Поступила в редакцию 4.06.2022, принята к публикации 23.06.2022, опубликована 30.09.2022

Аннотация. Целью данной работы является составление обзора нового и плодотворного научного направления в магнонике, которое выросло из работ доктора физико-математических наук, профессора Юрия Павловича Шараевского и связано с исследованиями резонансных и нелинейных явлений при распространении магнитостатических волн в ферромагнитных плёнках, ферромагнитных плёнках с периодическими неоднородностями (магнонных кристаллах), связанных (слоистых и латеральных) ферромагнитных структурах, а также ферромагнитных структурах со слоями другой физической природы (полупроводниковыми, сегнетоэлектрическими, пьезоэлектрическими, слоями нормального металла). Методы. Использованы экспериментальные и теоретические методы исследования спин-волновых возбуждений в широком классе структур с ферромагнитными слоями. В частности, экспериментальные радиофизические методы СВЧ-измерений и оптические методы мандельштам-бриллюэновской спектроскопии. Для построения теоретических моделей использованы: метод связанных волн, метод сшивания магнитных проницаемостей на границах слоёв, метод матриц передачи, длинноволновое приближение. Результаты. Представленные результаты имеют общенаучное значение для понимания основных закономерностей совместного влияния связи, периодичности и взаимодействий разной физической природы (влияние на магнитостатическую волну деформации в периодических структурах с пьезоэлектриком, электромагнитной волны в структурах с сегнетоэлектриком, электрического тока в структурах с полупроводником, спинового тока в структурах с нормальным металлом). В прикладном плане выявленные эффекты открывают широкие возможности для создания новых устройств спин-волновой электроники с возможностью динамического управления характеристиками при изменении электрического и магнитного поля, а также мощности входного сигнала. Выводы. Приведен обзор наиболее интересных результатов, полученных авторами совместно с Юрием Павловичем Шараевским и являющихся идейным продолжением заложенных им основ.

*Ключевые слова*: ферромагнитная пленка, магнитостатическая волна, магнонный кристалл, полупроводник, сегнетоэлектрик, пьезоэлектрик, нормальный металл.

*Благодарности*. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант №19-79-20121 (экспериментальные исследования) и Российского фонда фундаментальных исследований, грант №19-29-03049-мк (теоретические исследования).

Для цитирования: Морозова М. А., Матвеев О. В. Резонансные и нелинейные явления при распространении магнитостатических волн в мультиферроидных, полупроводниковых и металлизированных структурах на основе ферромагнитных плёнок и магнонных кристаллов // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 534–553. DOI: 10.18500/0869-6632-003003. EDN: ZJHKXN

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

© Морозова М. А., Матвеев О. В., 2022

## Resonant and nonlinear phenomena during the propagation of magnetostatic waves in multiferroid, semiconductor and metallized structures based on ferromagnetic films and magnonic crystals

*M.A. Morozova*<sup>⊠</sup>, *O. V. Matveev* 

Saratov State University, Russia E-mail: Imamorozovama@yandex.ru, olvmatveev@gmail.com Received 4.06.2022, accepted 23.06.2022, published 30.09.2022

Abstract. Purpose of this work is to compile an overview of a new and fruitful scientific direction in magnonics, which grew out of the works of Ph.D., Professor Yuri Pavlovich Sharaevsky, and related to the study of resonant and nonlinear phenomena during the propagation of magnetostatic waves in ferromagnetic films, ferromagnetic films with periodic inhomogeneities (magnonic crystals), coupled (layered and lateral) ferromagnetic structures, as well as ferromagnetic structures with layers of a different physical nature (semiconductor, ferroelectric, piezoelectric, normal metal layers). Methods. Experimental and theoretical methods have been used to study spin-wave excitations in a wide class of structures with ferromagnetic layers. In particular, experimental radiophysical methods of microwave measurements and optical methods of Mandelstam-Brillouin spectroscopy. For the construction of theoretical models, the following methods are used: the method of coupled waves, the method of crosslinking magnetic permeability at the boundaries of layers, the method of transmission matrices, long-wave approximation. Results. The presented results are of general scientific importance for understanding the basic laws of the joint influence of coupling, periodicity and interactions of different physical nature (the influence on the magnetostatic wave of deformation in periodic structures with piezoelectric, electromagnetic wave in structures with ferroelectric, electric current in structures with semiconductor, spin current in structures with normal metal). In applied terms, the identified effects open up wide opportunities for creation of new devices of spin-wave electronics with the possibility of dynamic control of characteristics when changing the electric and magnetic fields, as well as the power of the input signal. Conclusions. The review of the most interesting results obtained by the authors together with Yuri Pavlovich and which are an ideological continuation of the foundations laid by him is given.

Keywords: ferromagnetic film, magnetostatic wave, magnonic crystal, semiconductor, ferroelectric, piezoelectric, normal metal.

*Acknowledgements*. This work was supported by Russian Science Foundation, grant №19-79-20121 (experimental studies) and Russian Foundation for Basic Research, grant №19-29-03049-mk (theoretical studies).

*For citation*: Morozova MA, Matveev OV. Resonant and nonlinear phenomena during the propagation of magnetostatic waves in multiferroid, semiconductor and metallized structures based on ferromagnetic films and magnonic crystals. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5):534–553. DOI: 10.18500/0869-6632-003003

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

#### Введение

В данной статье приведен краткий обзор нового и плодотворного научного направления в магнонике, которое выросло из работ Шараевского Юрия Павловича и связано с исследованиями резонансных и нелинейных явлений при распространении магнитостатических волн в ферромагнитных плёнках, ферромагнитных плёнках с периодическими неоднородностями (магнонных кристаллах), связанных (слоистых и латеральных) ферромагнитных структурах, а также ферромагнитных структурах со слоями другой физической природы (полупроводниковых, сегнетоэлектрических, пьезоэлектрических, слоев нормального металла). В широко известной монографии «Магнитостатические волны в электронике СВЧ» [1] Вашковским А. В., Стальмаховым В. С., Шараевским Ю. П. был заложен фундамент для развития, в частности, и данного направления, получены основополагающие закономерности, открывшие широкие возможности для дальнейших работ многих ученых как в нашей стране, так и за рубежом. Практически все идеи, изложенные в монографии, пошли в народ, получили дальнейшее развитие, явились толчком

Морозова М. А., Матвеев О. В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5 для огромного количества важных открытий в этой области, сделанных позднее как учениками Юрия Павловича Шараевского, так и в других научных группах. Авторам статьи посчастливилось учиться и работать с этим уникальным человеком. Для нас Юрий Павлович явился не только мудрым учителем, но и идейным вдохновителем, настоящим гуру! Наш путь в науке полностью определила тесная работа с этим неординарным учёным, долгие научные обсуждения, споры, поиск истины, а затем удивительные открытия. В настоящей статье приводится выборочный обзор наиболее интересных, на наш взгляд, результатов, полученных авторами совместно с Юрием Павловичем и являющихся идейным продолжением заложенных им основ.

В последние годы магноника — новое направление в электронике — привлекает широкое внимание исследователей. В устройствах магноники для передачи сигнала используются спиновые волны [1–5]. Работы в данной области являются чрезвычайно актуальными, поскольку в перспективе позволят разработать новое поколение приборов и устройств передачи и обработки данных, с характеристиками, которые невозможно было получить ранее. В отличие от обычных СВЧприборов, спин-волновые или магнонные приборы имеют расширенные возможности, благодаря управлению как с помощью внешнего магнитного поля, так и при воздействиях иной физической природы (например, деформаций, электромагнитных волн, электрического и спинового тока). Более того, многие полупроводниковые интегральные технологии могут легко совмещаться с устройствами на основе принципов магноники.

Одной из основных структур, предлагаемых для создания магнонной компонентной базы, являются магнонные кристаллы (МК, magnonic crystall — MC) — периодические структуры на основе магнитных материалов [6–8]. МК, за счет формирования запрещенных зон (33) — полос непропускания в спектре спиновых волн, являются функционально более гибкими и обладают большими возможностями для управления характеристиками, по сравнению с однородными магнитными структурами. В этом случае важной является задача управления характеристиками запрещённых зон в спектре распространяющихся волн. Управление характеристиками запрещённых зон предлагалось осуществлять как статически, например, за счёт изменения геометрических параметров, изменения материалов, изменения граничных условий, создания дефектов, так и динамически, например, с помощью магнитного и электрического поля, создания температурного градиента, распространения акустических волн и т. д.

Наиболее перспективными ферромагнитными материалами для задач магноники являются нано- и микропленки железоиттриевого граната (ЖИГ) в связи с предельно низкими СВЧ-потерями и слабой магнитной анизотропией [9]. Нелинейные эффекты в плёнках ЖИГ проявляются при сравнительно малых уровнях входной мощности. Основными нелинейными эффектами в МК в области четырёхмагнонных процессов распада являются нелинейный сдвиг запрещенных зон и формирование щелевых солитонов [10, 11].

Альтернативным способом управления характеристиками 33 и нелинейных волновых процессов в МК может быть использование нагрузок разной физической природы.

Если в качестве нагрузки используется второй ферромагнитный слой (ферромагнитная плёнка или МК), структура представляет собой связанную ферромагнитную структуру. За счёт связи между магнитными каналами существенно меняются динамические свойства волновых процессов и реализуются новые типы спин-волновых возбуждений. Связанные структуры существенно расширяют функциональные возможности радиофизических систем, так как появляется дополнительный управляющий параметр — связь. Исследования связанных ферромагнитных структур являются актуальными в связи с возрастающей необходимостью объединения отдельных магнонных элементов обработки сигналов в магнонные сети [12, 13].

Магнитный способ управления может быть реализован в широком диапазоне частот, но при этом управление осуществляется сравнительно медленно и требует значительного энергопотреб-

ления. В свою очередь, электрический способ управления быстрее магнитного. Для реализации электрического управления линейными и нелинейными спин-волновыми возбуждениями, в ферромагнитных структурах на основе однородных (непериодических) ферромагнитных пленок используют нагрузки, свойствами которых можно управлять путём приложения электрического поля. Такими нагрузками могут быть: сегнетоэлектрические (СЭ, FE) и пьезоэлектрические (ПЭ, PE) слои, слои полупроводникового (ПП, SC) материала, нормальные металлы (HM, NM). Физические механизмы влияния электрического поля, приложенного к нагрузке, на характер спин-волновых процессов в ферромагнитной плёнке в каждом случае будут различны.

В случае феррит-сегнетоэлектрических мультиферроидных структур на основе ферромагнитной плёнки и слоя СЭ, электромагнитная волна, распространяющаяся в слое СЭ, оказывает влияние на спектральные характеристики спиновых волн в ферромагнитной плёнке [14]. На частотах, близких к частоте фазового синхронизма электромагнитной волны и спиновой волны, возникают гибридные электромагнитно-спиновые волны (ГЭМСВ, HEMSW).

Деформация в пьезоэлектрической нагрузке за счёт магнитоупругого эффекта приводит к изменению внутреннего магнитного поля в ферромагнитной плёнке с магнитострикцией. Непериодические структуры типа ферромагнитная плёнка/ПЭ легли в основу нового направления микрои наноэлектроники — стрейнтроники [15].

Электронный транспорт в полупроводниковых нагрузках, за счёт действия силы Лоренца, приводит к изменению затухания и спектральных характеристик спиновых волн. В периодических ферромагнитных структурах с ПП-нагрузками теоретически показана возможность создания и подавления 33 в спектре спиновых волн [16]. Современные технологии разработки ЖИГ-полупроводниковых структур, подтверждают возможность интеграции КМОП (СМОS) электроники и магноники [17].

Другой способ справиться с затуханием лежит в области спинтроники (или спиновой электроники). В устройствах спинтроники наряду с зарядом используется спин частиц, связанный с наличием у него собственного механического момента. Спиновый ток в нормальном металле, за счёт передачи спинового крутящего момента на интерфейсе ферромагнитная пленка/HM может приводить к усилению либо ослаблению спиновых волн в ферромагнитной пленке [18].

Таким образом, задачи, которые рассматриваются в обзоре и посвящены исследованию линейных и нелинейных волн в периодических ферромагнитных структурах, а также в мультиферроидных структурах и гетероструктурах на основе полупроводника или нормального металла, являются важными и представляют значительный научный интерес. Исследуемые структуры обладают как преимуществами периодических структур (формирование запрещенных зон, щелевых солитонов), преимуществами связанных структур (пространственная перекачка мощности), так и преимуществами взаимодействий возбуждений разной физической природы (влияние на спиновую волну деформации в структурах с ПЭ, электромагнитной волны в структурах с СЭ, электрического тока в структурах с ПП, спинового тока в структурах с НМ). Таким образом, исследуемые структуры открывают новые потенциальные возможности по функциональной обработке спин-волновых СВЧ-сигналов, требующие детального фундаментального исследования. Это позволяет считать тему работы актуальной для современной радиофизики.

В работе приведен краткий обзор новых резонансных и нелинейных эффектов в гетероструктурах на основе магнонных кристаллов и слоёв, характеристиками которых можно управлять с помощью магнитного и электрического поля (ферромагнитных, сегнетоэлектрических, пьезоэлектрических, полупроводниковых, слоёв на основе нормальных металлов), а также механизмов совместного влияния связи, периодичности и взаимодействий разной физической природы, которые позволят эффективно управлять волновыми процессами для создания устройств СВЧ-электроники с новыми функциональными возможностями на принципах магноники.

#### 1. Связанные ферромагнитные пленки

В последние годы связанные ферромагнитные структуры активно предлагаются для задач наноэлектроники и наноразмерной магноники, например, в качестве делителей мощности, направленных ответвителей, бинарных логических элементов [13, 19]. Однако первые шаги в систематизации теоретических и экспериментальных подходов к исследованию многослойных ферромагнитных систем приведены в [1]. В дальнейшем это направление также получило развитие (например, в СГУ под руководством Юрия Павловича Шараевского) в области нелинейной динамики. В частности, построена нелинейная волновая модель для описания спин-волновой эволюции прямых объемных магнитостатических волн (ПОМСВ) и поверхностных МСВ (ПМСВ) в связанной ферромагнитной структуре. Модель представляет собой систему волновых уравнений для амплитуд огибающих симметричной и антисимметричной волн с линейной и нелинейной (когерентной либо некогерентной) связью. На основе численного решения волновых уравнений выявлены такие нелинейные эффекты, как эффект захвата, эффект сопровождения, нелинейные биения, модуляционная неустойчивость [20–22].

В последние годы интенсивное развитие экспериментальной базы Саратовского университета позволило провести и детальные экспериментальные исследования многослойных ферромагнитных структур. Так, при использовании установки мандельштам-бриллюэновской спектроскопии, позволяющей исследовать пространственно-временное распределение интенсивности спиновых волн в плоскости ферромагнитных микроструктур, был обнаружен эффект подавления пространственной перекачки мощности между слоями структуры при увеличении мощности входного сигнала [23].

Структура из ферромагнитных пленок ФП-1/ФП-2 (FF-1/FF-2) была сформирована на основе плёнок ЖИГ толщиной 12 мкм, разделенных пластиной слюды толщиной 50 мкм. Сигнал подавался на вход ФП-1. На рис. 1, *а* приведена карта пространственного распределения интенсивности рассеянного света (пропорционального интенсивности спиновой волны), полученная с помощью технологии мандельштам-бриллюэновской спектроскопии. При малой входной мощности в ФП-2



Рис. 1. a — Распределение интенсивности спиновых волн в ФП-2 при входной мощности  $P_{\rm in} = 6$  дБм. b — Экспериментальная (точечные кривые) и теоретическая (сплошные кривые) зависимости коэффициентов пропускания для ФП-1 (розовые кривые) и ФП-2 (черные кривые) от мощности входного сигнала (цвет online)

Fig. 1. a – The distribution of the intensity of spin waves in the FF-2 at an input power of  $P_{in} = 6$  dBm. b – Experimental (point curves) and theoretical (solid curves) dependences of the transmission coefficients for FF-1 (pink curves) and FF-2 (black curves) on the input signal power (color online)

Морозова М. А., Матвеев О. В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5 видна картина чередующихся максимумов и минимумов (с пространственным периодом  $\lambda$ ) интенсивности вдоль направления распространения y, что объясняется периодической перекачкой сигнала между ФП-1 и ФП-2. При большой мощности периодическое распределение сигнала в пленках не наблюдается. Выберем точку наблюдения в максимуме сигнала в ФП-2 при малой входной мощности, например, на расстоянии  $l = 3\lambda/2$  от входа. На этом расстоянии весь сигнал, который подавался в ФП-1, перекачался в ФП-2. На рис. 1, *b* приведена зависимость коэффициентов пропускания ФП-1 и ФП-2 от мощности входного сигнала  $P_{in}$ . Видно, что существует такая пороговая мощность  $P_{th}$ , при которой коэффициенты пропускания равны. При уровне входного сигнала выше порогового большая часть мощности сосредоточена в ФП-1. Следовательно, имеет место эффект подавления перекачки. На основе теоретической модели показано, что механизм эффекта подавления обусловлен увеличением разности фаз между сигналами в каждой плёнке.

#### 2. Магнонные кристаллы

Появление термина «магнонный кристалл», как периодической ферромагнитной структуры, принято связывать с работами Никитова С. А. [6,24]. В ранних работах Ю. П. Шараевского также сообщается о исследованиях ферромагнитных структур с периодическими граничными условиями [1,25]. На базе Саратовского университета под руководством Юрия Павловича активно проводились теоретические и экспериментальные исследования магнонных кристаллов.

Исследованы особенности формирования брэгговских запрещенных зон, а также ряд нелинейных эффектов, таких как нелинейный сдвиг запрещенной зоны и нелинейного переключения (между режимами пропускания и непропускания МК) при увеличении мощности входного сигнала. Особое внимание уделялось таким важным нелинейным эффектам, как модуляционная неустойчивость и формирование щелевых солитонов. Щелевые солитоны — это солитоны

огибающей спиновой волны, которые формируются за счёт эффективного взаимодействия прямой и отраженной от неоднородностей спиновых волн на частотах, лежащих в запрещенной зоне в линейном случае. Впервые показана возможность формирования щелевых солитонов в МК в работе [26]. При малой входной мощности (фиолетовая кривая на рис. 2) сигнал отражается от МК, как от линейной брэгговской решетки (импульсы 1 и 2 соответствуют фронту и срезу входного прямоугольного импульса). При увеличении входной амплитуды имеет место формирование щелевого солитона (импульсы GS на рис. 2). Скорость щелевого солитона растёт с увеличением амплитуды (задержка  $\Delta \tau$  — уменьшается). Проводились также и экспериментальные наблюдения щелевых солитонов в МК на основе пленки ЖИГ толщиной 10 мкм с глубиной канавки 1 мкм и периодом 200 мкм.

Рассмотрены особенности распространения магнитостатических волн в МК с дефектами.



Рис. 2. Профили входного импульса (пунктирная кривая) и импульса на выходе МК (сплошные кривые) при разной амплитуде входного импульса (цвет online)

Fig. 2. Profiles of the input pulse (dotted curve) and the pulse at the MC output (solid curves) at different input pulse amplitudes (color online)

Морозова М. А., Матвеев О. В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



Рис. 3. Схемы магнонной суперрешетки (a) и МК с распределенным дефектом (c). b — Передаточные характеристики ПМСВ в МК с периодом l (красные кривые), МК с периодом L (синие кривые) и в магнонной суперрешетке (черные кривые) (цвет online)

Fig. 3. Schemes of magnon superlattice (a) and MC with a line defect (c). b – Transfer characteristics of the MSSW in the MC with period l (red curves), MC with period L (blue curves) and in the magnon superlattice (black curves) (color online)

В частности, рассмотрен МК с периодической системой дефектов — магнонной суперрешетке (рис. 3, a) [27]. Методом сшивания магнитных проницаемостей, изложенном в [1], получено дисперсионное соотношение для ПМСВ в суперрешетке с периодическими граничными условиями в виде системы металлических полосок с двумя периодами (l и L). Показано, что в такой структуре имеет место формирование двух запрещенных зон при волновых числах и частотах, отличных от брэгговских для МК с периодами l и L (закрашенные области SL-3 и SL-4 на рис. 3, b), и двух зон — при волновых числах и частотах, совпадающих с брэгговскими (SL-1 и SL-2 на рис. 3, b). Частотный интервал и интервал волновых чисел между SL-3 и SL-4 определяется отношением периодов l и L. Исследованы нелинейные эффекты при распространении спиновых волн в такой структуре [28].

Рассмотрен МК с периодическими граничными условиями в виде металлических полосок, содержащий распределенный дефект (рис. 3, c) [29]. Распределенный дефект формировался путем разрыва ферромагнитной пленки с периодическими граничными условиями и формирования области пленки с однородными граничными условиями. Построена волновая модель, проведено экспериментальное исследование. Показано, что в зависимости от ширины дефекта ( $D_l$ ) 33 может формироваться как выше по частоте, так и ниже по частоте, относительно 33 ПМСВ в МК без дефекта.

#### 3. Связанные магнонные кристаллы

Одним из ключевых направлений исследований в научной группе под руководством Юрия Павловича являлось исследование связанных магнонных кристаллов. Причем объектом исследования были как латеральные связанные структуры, ферромагнитные волноводы в которых находятся в одной плоскости, так и многослойные сэндвич-структуры.

Построена теоретическая модель для описания спин-волновой эволюции и получены дисперсионные соотношения для ПМСВ и ПОМСВ. Модель представляет собой систему четырех уравнений, связь между которыми определяется двумя линейными коэффициентами связи: первым — электродинамическим, обусловленным связью между МСВ, распространяющимися в



Рис. 4. a — Теоретические дисперсионные характеристики ПМСВ в МК-1/МК-2 с периодом L. На вставке — характеристики ПМСВ в одиночном МК. b — Экспериментальные АЧХ ПМСВ в латерально связанных МК-1 и МК-2 при возбуждении симметричной волны (красная кривая) и при возбуждении симметричной и антисимметричной волн (синяя кривая), а также в одиночном МК (черная кривая) и МК удвоенной ширины (зеленая кривая). Области 33 выделены овалами (цвет online)

Fig. 4. a – Theoretical dispersion characteristics of MSSW in MC-1/MC-2 with period L. On the insert there are characteristics of the MSSW in a single MC. b – Experimental frequency response of MSSW in laterally coupled MC-1 and MC-2 with excitation of a symmetric wave (red curve) and with excitation of symmetric and antisymmetric waves (blue curve), as well as in a single MC (black curve) and a double-width MC (green curve). The band gaps are highlighted by ovals (color online)

разных МК, и зависящим от толщины диэлектрика (χ), вторым — определяющим связь между прямыми и отраженными волнами в одном МК, которая зависит от геометрических размеров периодической «ячейки» (к).

На основе теоретического и экспериментального исследования выявлен механизм формирования запрещенных зон. На рис. 4, *a* приведены дисперсионные характеристики для симметричной (пунктирная линия 2) и антисимметричной (пунктирная линия 3) нормальных волн в связанных однородных пленках. Соответствующие характеристики для отраженных волн обозначены 2' и 3'. На частотах фазового синхронизма взаимодействие четырёх описанных типов волн приводит к формированию 33 (s, as, s/as, показаны заливкой). Возможно формирование одной, двух, трёх либо четырёх 33 в области первого брэгговского резонанса. На вставке к рис. 4, *a* показана дисперсионная характеристика для ПМСВ в одном МК. В этом случае за счёт взаимодействия прямой (линия 1) и отраженной (линия 1') волн формируется одна 33 (mc, показана заливкой) [30]. Рассмотрено влияние способа возбуждения (возбуждение одной либо двух нормальных мод) на формирование запрещенных зон. Так, при возбуждении только симметричной нормальной волны (сигналы равной мощности в фазе подаются в МК-1 и МК-2) наблюдается одна запрещённая зона (красная кривая на рис. 4, *b*). При возбуждении двух нормальных волн (сигнал подается в МК-1 либо в МК-2) наблюдаются две запрещённые зоны — запрещённая зона для симметричных волн и запрещённая зона для антисимметричных волн (синяя кривая на рис. 4, *b*) [31].

Рассмотрены особенности нелинейных процессов при распространении МСВ в слоистой структуре МК-1/МК-2 (рис. 5, *a*). Построена нелинейная волновая модель для описания пространственно-волновой эволюции ПОМСВ и ПМСВ. Модель представляет собой систему из четырех уравнений связанных волн, описывающих линейную и нелинейную связь между амплитудами огибающих прямых и отраженных волн в МК-1/МК-2. На основе численного решения волновых уравнений и проведения экспериментальных исследований выявлены такие нелиней-



Рис. 5. a — Схема структуры МК-1/МК-2. Пространственно-временная эволюция амплитуды огибающей прямой волны в МК-2 при амплитуде входного сигнала  $A_0 = 0.01$  (b) и  $A_0 = 0.04$  (c); d – в МК-1 при  $A_0 = 0.07$  (цвет online)

Fig. 5. a – Scheme of the MC-1/MC-2 structure. The spatiotemporal evolution of the amplitude of the envelope of the forward wave in MC-2 at the amplitude of the input signal  $A_0 = 0.01$  (b) and  $A_0 = 0.04$  (c); d – in MC-1 at  $A_0 = 0.07$  (color online)

ные эффекты, как одиночное и двойное нелинейные переключения (рис. 5, *b*, *c*, *d*), нелинейная перекачка щелевых солитонов.

В частности, показано, что в структуре МК-1/МК-2, в зависимости от коэффициентов связи, описывающих линейную связь между прямыми и отраженными волнами в МК-1 (МК-2) (параметр к) и между прямыми (отраженными) волнами в соседних слоях (параметр  $\chi$ ), реализуются различные режимы разделения сигнала по двум либо трём портам связанной структуры при увеличении входной мощности (рис. 6). Возможно «одиночное нелинейное переключение» типа 1 (область параметров SS-1 на рис. 6) — при малой входной мощности импульс отражается от МК-1, при большой — выходит из МК-1; «одиночное нелинейное переключение» типа 2 (область SS-2 на рис. 6) — при малой входной мощности импульс выходит из МК-1. Если коэффициенты связи близки по величине, возможен эффект «двойного нелинейного переключе-



Рис. 6. Карта параметров (κ, χ), иллюстрирующая различные режимы нелинейных переключений при увеличении амплитуды входного сигнала. На вставках — схемы структуры МК-1/МК-2 (проекция *zy*) (цвет online)

Fig. 6. A parameter map ( $\kappa, \chi$ ) illustrating various regimes of nonlinear switching with an increase in the amplitude of the input signal. On the inserts there are schemes of the MC-1/MC-2 structures (*zy* projection) (color online)

*Морозова М. А., Матвеев О. В.* Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5 ния». При «двойном нелинейном переключении» типа 1 (область DS-1 на рис. 6) — при малой входной мощности импульс отражается от MK-2 (см. рис. 5, *b*), при увеличении входной мощности имеет место первое переключение — импульс проходит через связанную структуру и выходит из MK-2 (см. рис. 5, *c*), при дальнейшем увеличением мощности имеет место второе переключение — импульс выходит из MK-1 (см. рис. 5, *d*). При «двойном нелинейном переключении» типа 2 (область параметров DS-2 на рис. 6) — при малой входной мощности импульс отражается от MK-1, при увеличении входной мощности имеет место первое переключение — импульс выходит из MK-1, при увеличении входной мощности имеет место первое переключение — импульс отражается от MK-1, при дальнейшем увеличением амплитуды имеет место второе переключение — импульс отражается от MK-1, при дальнейшем увеличением амплитуды имеет место второе переключение — импульс отражается от MK-1, при дальнейшем увеличением амплитуды имеет место второе переключение — импульс выходит из MK-2. Основным механизмом эффекта двойного нелинейного переключения является одновременное проявление нелинейных эффектов, характерных для одиночного MK и для двух однородных плёнок, имеющих разные пороговые мощности [32].

В дальнейшем, развитие технологии мандельштам-бриллюэновской спектроскопии позволило наблюдать эффект «двойного нелинейного переключения» типа 1 [33]. Эффект двойного нелинейного переключения типа 1 позволяет рассматривать структуру МК-1/МК-2 в качестве базового элемента для систем многофункциональной обработки сигналов. Структура МК-1/МК-2 является четырехпортовой структурой с одним входом и четырьмя выходами (см. рис. 5, *a*). При снятии сигнала с порта 3 структура выполняет функции ограничителя мощности, при снятии сигнала с порта 4 имеет место выделение сигналов в некотором диапазоне мощностей, при снятии сигнала с порта 2 — подавление слабых сигналов. При снятии сигнала со всех портов структура позволяет выполнять функции пространственного разделения сигналов разного уровня мощности: сигнал малой мощности будет выходить с порта 3, сигнал большой мощности — с порта 2, средней мощности — с порта 4.

## 4. Структуры магнонный кристалл/полупроводник и магнонный кристалл/нормальный металл

Важным направлением, которое было заложено в ранних работах Юрия Павловича, является исследование влияния различных нагрузок конечной проводимости на волны, распространяющиеся в ферромагнитных пленках [34, 35]. Такие нагрузки могут представлять собой как металлические, так и полупроводниковые экраны. В этом случае актуальным является исследование влияния упорядоченного движения зарядов — электрического тока в полупроводнике и упорядоченного движения спинов — спинового тока в HM на распространение магнитостатических волн в MK.

В частности, рассматривается влияние электрического тока на распространение ПМСВ в МК, нагруженном слоем ПП (МК/ПП). Методом сшивания магнитных проницаемостей на границах слоев, впервые изложенном в [1], получено дисперсионное соотношение, построена нелинейная волновая модель для описания пространственно-временной эволюции огибающей в исследуемой структуре. Для экспериментального исследования использовалась структура на основе МК, нагруженного пластиной легированного кремния, через которую пропускался электрический ток. На АЧХ ПМСВ в такой структуре в отсутствие тока виден ярко выраженный минимум, который соответствует запрещенной зоне (красная кривая на рис. 7, *a*). Если движение зарядов в ПП сонаправлено с распространением ПМСВ, 33 сдвигается в низкочастотную область. Противоположное направление движения зарядов в ПП никак не влияет на положение 33 [36].

Проведены исследования нелинейных явлений в МК/ПП. Показано, что при увеличении входной мощности имеет место формирование щелевого солитона (импульсы GS на рис. 7, *b*). Порог формирования, скорость и амплитуда солитона определяется скоростью и направлением движения зарядов в ПП [37].



Рис. 7. *а* — АЧХ ПМСВ в структуре МК/ПП при входной мощности 11 дБм и напряженности электрического поля: 0 (красная кривая), 2.5 кВ/см (синяя кривая), 5 кВ/см (зеленая кривая), 7.5 кВ/см (розовая кривая), 10 кВ/см (коричневая кривая). *b* — Временные профили выходных импульсов при различных уровнях входной мощности и напряженности: 11 дБм и 0 кВ/см (черная кривая), 23 дБм и 0 кВ/см (красная кривая), 30 дБм и 0.2 кВ/см (синяя кривая)

Fig. 7. a - MSSW frequency response in the structure MC/SC at an input power of 11 dBm and electric field strength: 0 (red curve), 2.5 kV/cm (blue curve), 5 kV/cm (green curve), 7.5 kV/cm (pink curve), 10 kV/cm (brown curve). b - Time profiles of output pulses at different input power and voltage levels: 11 dBm and 0 kV/cm (black curve), 23 dBm and 0 kV/cm (red curve), 30 dBm and 0.2 kV/cm (blue curve)

Рассмотрено влияние спинового тока на характер спин-волновых процессов при распространении МСВ в МК, нагруженном слоем нормального металла (МК/НМ). При протекании электрического тока в НМ, за счёт спинового эффекта Холла, в направлении, перпендикулярном электрическому току, протекает спиновый ток, связанный с движением электронов, обладающих заданным направлением спинов. Построена волновая модель, получено дисперсионное соотношение для ПМСВ в такой структуре. Рассмотрена возможность управления характеристиками запрещенных зон в МК с помощью спинового тока в НМ. Рассмотрено влияние спинового тока на нелинейные эффекты при распространении магнитостатических волн в структурах типа МК/НМ и ФП-1/НМ/ФП-2.

#### 5. Структуры магнонный кристалл/сегнетоэлектрик и магнонный кристалл/пьезоэлектрик

Другим типом нагрузок, способным обеспечить электрическое управление характером спинволновых возбуждений в ферромагнитных пленках, являются сегнетоэлектрические и пьезоэлектрические нагрузки. В этом случае актуальным является исследование влияния электромагнитных волн в СЭ нагрузке и деформаций в нагрузке из ПЭ на распространение магнитостатических волн в МК.

В структуре МК/СЭ, за счёт взаимодействия МСВ в МК и электромагнитной волны в СЭ образуется гибридная электромагнитно-спиновая волна. Построена волновая модель и получены дисперсионные соотношения для ГЭМСВ. Дисперсионная характеристика ГЭМСВ имеет две ветви, соответствующие быстрой и медленной волнам. Показано, что механизм формирования запрещенных зон в такой структуре заключается в следующем. За счет взаимодействия прямой (прямая 1 на рис. 8, *a*) и отраженной (прямая 1' на рис. 8, *a*) медленной ГЭМСВ на частоте фазового синхронизма (отмечена точкой *B*) образуется основная 33 (механизм её формирования за в одиночном МК). За счет взаимодействия на частоте фазового синхронизма (отмечена точкой *C*) прямой быстрой ГЭМСВ (прямая 2) и отраженной медленной ГЭМСВ (прямая 1') образуется гибридная 33. В одиночном МК такая зона не формируется.



Рис. 8. *а* — Схематическое изображение дисперсионных характеристик прямой (линия 1) и отраженной (линия 1') медленных ГЭМСВ, а также прямой (линия 2) и отраженной быстрых ГЭМСВ. Пунктирными линиями показаны линейные режимы, сплошными — нелинейные. *b* — АЧХ ПМСВ в МК (черная кривая) и ГЭМСВ в структуре МК/СЭ (оранжевая кривая). На вставке — фрагмент АЧХ ГЭМСВ в МК/СЭ при напряженности электрического поля: 0 (кривая 1), 6 кВ/см (кривая 2), 12 кВ/см (кривая 3), 16 кВ/см (кривая 4). Области 33 отмечены овалами (цвет online)

Fig. 8. a – Schematic representation of the dispersion characteristics of forward (line 1) and reflected (line 1') slow GEMSW, as well as forward (line 2) and reflected fast GEMSW. The dotted lines show linear regimes, the solid ones – nonlinear ones. b – The frequency response of MSSW in MC (black curve) and GEMSW in the structure MC/FE (orange curve). In the insert, there is the fragment of the frequency response of the GEMSW in MC/FE at the electric field strength: 0 (curve 1), 6 kV/cm (curve 2), 12 kV/cm (curve 3), 16 kV/cm (curve 4). The band gaps areas are marked with ovals (color online)

При учете только магнитной нелинейности увеличение амплитуды приводит к уменьшению намагниченности МК. В результате центр основной запрещенной зоны оказывается ниже по частоте (точка  $B^M$ ), чем в линейном случае, показанном точкой. Центр гибридной запрещенной зоны (точка C) сдвигается вниз по частоте и по волновому числу и попадает в точку  $C^M$ . При учете только электрической нелинейности с увеличением амплитуды происходит уменьшение значения диэлектрической проницаемости СЭ (что характерно для непрозрачных диэлектриков). В этом случае положение центра гибридной зоны сдвигается вверх по частоте (точка  $C^E$ ) и вниз по волновому числу, относительно линейного случая. На положение центра основной зоны электрическая нелинейность не влияет. При учете обоих типов нелинейности центр гибридной запрещенной зоны будет расположен, соответственно, в точке  $C^{EM}$ , а центр основной зоны — в точке  $B^M$ . Видно, что действие электрической нелинейности и, в общем случае, может ее скомпенсировать.

Показана возможность двойного управления (электрическим и магнитным полями) характеристиками запрещенных зон [38]. На экспериментальной АЧХ одиночного МК (черная кривая на рис. 8, b) видны провалы, соответствующие первой (b–1) и второй (b–2) основным брэгговским запрещенным зонам. При наложении слоя СЭ (пластины титаната бария стронция (БСТ)) на МК на АЧХ (оранжевая кривая) появляется дополнительный провал, соответствующий гибридной запрещенной зоне (c). При приложении электрического поля к слою СЭ гибридная запрещенная зона сдвигается вверх по частоте, как показано на вставке к рис. 8, b.

Рассмотрена структура типа МК-1/СЭ/МК-2 [39]. Дисперсионная кривая для ГЭМСВ в этом случае расщепляется на три ветви, соответствующие быстрой и двум медленным ГЭМСВ. На частотах фазового синхронизма, за счёт взаимодействия трёх прямых и трёх отраженных волн, формируется пять запрещенных зон (если структура симметричная), три из которых являются

основными, так как они формируются за счёт взаимодействия медленных ГЭМСВ и механизм их формирования аналогичен механизму формирования 33 в структуре МК-1/МК-2. Две зоны являются гибридными, так как формируются за счёт взаимодействия быстрых и медленных ГЭМСВ и в структуре МК-1/МК-2 такие зоны не формируются.

Предложен принцип частотного мультиплексирования/демультиплексирования сигналов с магнитным и электрическим управлением на основе структуры МК/СЭ/ФП.

Рассмотрено влияние деформаций на распространение магнитостатических волн в МК. В частности, рассмотрено влияние магнитострикции ферромагнитной среды на характер спинволновых процессов при распространении ПМСВ в МК. ПМСВ за счет магнитострикции возбуждает поперечную упругую волну в МК. В свою очередь, за счёт взаимодействия МСВ и упругой волны образуется магнитоупругая волна. Построена теоретическая модель и выявлен механизм формирования дополнительных 33 за счёт взаимодействия прямых и отраженных магнитоупругих волн.

Рассмотрено влияние деформации на характер спин-волновых процессов при распространении МСВ в МК, нагруженном слоем пьезоэлектрика (МК/ПЭ). При приложении электрического поля к слою ПЭ возникает деформация. Деформация передается МК с магнитострикцией, приводит к изменению внутреннего эффективного магнитного поля и оказывает влияние на характеристики 33. Получены дисперсионные соотношения для ПМСВ в МК/ПЭ. Продемонстрирована возможность двойного управления шириной и положением 33 при изменении величины магнитного и электрического поля [40].

Показано, что если в структуре МК/ПЭ слой ПЭ обладает свойствами гистерезиса (на примере оксида гафния), то на основе такой структуры возможна реализация функций записи, хранения и считывания информации.

#### Заключение

Приведенные в обзоре результаты расширяют фундаментальные представления о физических процессах в периодических магнитных структурах. В частности, волновая модель, описывающая распространение магнитостатических волн в связанных магнонных кристаллах, открывает возможность изучения широкого спектра нелинейных явлений, обусловленных влиянием связи и периодичности в слоистых периодических структурах на основе магнитных плёнок, а также может представлять интерес при исследовании нелинейных явлений в связанных периодических структурах различной физической природы.

Вместе с тем, представленные результаты имеют общенаучное значение для понимания основных закономерностей совместного влияния связи, периодичности и взаимодействий разной физической природы (влияние на спиновую волну деформации в периодических структурах с ПЭ, электромагнитной волны в структурах с СЭ, электрического тока в структурах с ПП, спинового тока в структурах с НМ).

В прикладном плане выявленные эффекты, открывают широкие возможности для создания новых устройств спин-волновой электроники в диапазоне СВЧ с возможностью динамического управления характеристиками при изменении электрического и магнитного поля, а также мощности входного сигнала. В частности, на базе структуры связанных магнонных кристаллов возможно создание устройств пространственного разделения сигналов разного уровня мощности, подавления сигналов, выделения сигналов в некотором диапазоне мощностей [41]. На основе связанных магнонного кристалла и ферромагнитной плёнки, разделенных слоем сегнетоэлектрика, возможно создание устройства, позволяющего осуществлять частотное мультиплексирование/демультиплексирование сигналов [42]. На основе
МК с пьезоэлектрической нагрузкой, обладающей свойством гистерезиса, может быть создан функциональный элемент, осуществляющий запись, хранение и считывание информации [43].

По нашему мнению, идеи Юрия Павловича, заложенные ещё в книге «Магнитостатические волны в электронике СВЧ» и нашедшие свое развитие в результатах, приведенных в данном обзоре, ещё не одно десятилетие будут вдохновлять учёных и давать пищу для ума и творческого поиска на благо фундаментальной и прикладной мировой науки!

Авторы выражают огромную благодарность и признательность д.ф.-м.н., профессору Ю.П. Шараевскому за огромный багаж знаний, творческое вдохновение, бесценные обсуждения и прорывные идеи, давшие возможность получения представленных результатов.

### Список литературы

- 1. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993. 312 с.
- 2. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
- Barman A., Gubbiotti G., Ladak S., Adeyeye A. O., Krawczyk M., Gräfe J., Adelmann C., Cotofana S., Naeemi A., Vasyuchka V. I., Hillebrands B., Nikitov S. A., Yu H., Grundler D., Sadovnikov A. V., Grachev A. A., Sheshukova S. E., Duquesne J.-Y., Marangolo M., Csaba G., Porod W., Demidov V. E., Urazhdin S., Demokritov S. O., Albisetti E., Petti D., Bertacco R., Schultheiss H., Kruglyak V. V., Poimanov V. D., Sahoo S., Sinha J., Yang H., Münzenberg M., Moriyama T., Mizukami S., Landeros P., Gallardo R. A., Carlotti G., Kim J.-V., Stamps R. L., Camley R.E., Rana B., Otani Y., Yu W., Yu T., Bauer G.E. W., Back C., Uhrig G.S., Dobrovolskiy O.V., Budinska B., Qin H., van Dijken S., Chumak A. V., Khitun A., Nikonov D. E., Young I. A., Zingsem B. W., Winklhofer M. The 2021 magnonics roadmap // J. Phys. Condens. Matter. 2021. Vol. 33, no. 41. P. 413001. DOI: 10.1088/1361-648X/abec1a.
- 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. Магноника — новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // УФН. 2015. Т. 185, № 10. С. 1099–1128. DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099.
- Никитов С. А., Сафин А. Р., Калябин Д. В., Садовников А. В., Бегинин Е. Н., Логунов М. В., Морозова М. А., Одинцов С. А., Осокин С. А., Шараевская А. Ю., Шараевский Ю. П., Кирилюк А. И. Диэлектрическая магноника — от гигагерцев к терагерцам // УФН. 2020. Т. 190, № 10. С. 1009–1040. DOI: 10.3367/UFNr.2019.07.038609.
- 6. *Гуляев Ю. В., Никитов С. А.* Магнонные кристаллы спиновые волны в периодических структурах // Доклады Академии наук. 2001. Т. 380, № 4. С. 469–471.
- Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Hillebrands B. Magnon spintronics // Nature Physics. 2015. Vol. 11, no. 6. P. 453–461. DOI: 10.1038/nphys3347.
- Krawczyk M., Grundler D. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure // J. Phys. Condens. Matter. 2014. Vol. 26, no. 12. P. 123202. DOI: 10.1088/0953-8984/26/12/123202.
- Шараевский Ю. П., Морозова М. А., Гришин С. В. Магнитостатические волны в электронике СВЧ // В кн.: Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот. Т. 2. Нестационарные и хаотические процессы / под ред. Трубецкова Д. И., Храмова А. Е., Короновского А. А. Гл. 11. М.: Физматлит, 2009. С. 348–379.
- 10. *Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B.* Magnonic crystals for data processing // J. Phys. D. Appl. Phys. 2017. Vol. 50, no. 24. P. 244001. DOI: 10.1088/1361-6463/aa6a65.

- Ustinov A. B., Drozdovskii A. V., Kalinikos B. A. Multifunctional nonlinear magnonic devices for microwave signal processing // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96, no. 14. P. 142513. DOI: 10.1063/ 1.3386540.
- Sharaevsky Y. P., Sadovnikov A. V., Beginin E. N., Morozova M. A., Sheshukova S. E., Sharaevskaya A. Y., Grishin S. V., Romanenko V., Nikitov S. A. Coupled spin waves in magnonic waveguides // In: Demokritov S. O. (ed) Spin Wave Confinement: Propagating Waves. 2nd ed. Ch. 2. New York: CRC Press, 2017. P. 47–76. DOI: 10.1201/9781315110820-3.
- 13. *Khitun A., Bao M., Wang K. L.* Magnonic logic circuits // J. Phys. D. Appl. Phys. 2010. Vol. 43, no. 26. P. 264005. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264005.
- Nikitin A. A., Nikitin A. A., Kondrashov A. V., Ustinov A. B., Kalinikos B. A., Lähderanta E. Theory of dual-tunable thin-film multiferroic magnonic crystal // J. Appl. Phys. 2017. Vol. 122, no. 15. P. 153903. DOI: 10.1063/1.5000806.
- Бухараев А. А., Звездин А. К., Пятаков А. П., Фетисов Ю. К. Стрейнтроника новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах // УФН. 2018. Т. 188, № 12. С. 1288–1330. DOI: 10.3367/UFNr.2018.01.038279.
- Гуляев Ю. В., Никитов С. А. Распространение поверхностных магнитостатических волн в пленках феррита с периодической полупроводниковой структурой // ФТТ. 1983. Т. 25, № 8. С. 2515–2517.
- Sidorenko A. Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics: From Superconducting Qubits to Self-Organized Nanostructures. Cham: Springer, 2018. 270 p. DOI: 10.1007/978-3-319-90481-8.
- 18. *Zhou Y., Jiao H., Chen Y.-T., Bauer G. E. W., Xiao J.* Current-induced spin-wave excitation in Pt/YIG bilayer // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 88, no. 18. P. 184403. DOI: 10.1103/PhysRevB.88.184403.
- Wang Q., Pirro P., Verba R., Slavin A., Hillebrands B., Chumak A. V. Reconfigurable nanoscale spinwave directional coupler // Science Advances. 2018. Vol. 4, no. 1. P. e1701517. DOI: 10.1126/sciadv. 1701517.
- Морозова М. А., Шараевский Ю. П., Шешукова С. Е., Жаманова М. К. Исследование эффектов самовоздействия магнитостатических волн в ферромагнитной структуре на основе системы уравнений Шредингера с когерентной или некогерентной связью // ФТТ. 2012. Т. 54, № 8. С. 1478–1486.
- 21. Бегинин Е. Н., Морозова М. А., Шараевский Ю. П. Нелинейные эффекты самовоздействия волн в 2D-связанных ферромагнитных структурах // ФТТ. 2010. Т. 52, № 1. С. 76–82.
- 22. Шараевский Ю. П., Малюгина М. А., Яровая Е. В. Модуляционная неустойчивость поверхностных магнитостатических волн в структурах типа ферромагнетик–диэлектрик– ферромагнетик // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, № 3. С. 33–39.
- 23. Morozova M. A., Romanenko D. V., Matveev O. V., Grishin S. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Suppression of periodic spatial power transfer in a layered structure based on ferromagnetic films // J. Magn. Magn. Mater. 2018. Vol. 466. P. 119–124. DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.06.077.
- Nikitov S. A., Tailhades P., Tsai C. S. Spin waves in periodic magnetic structures-magnonic crystals // J. Magn. Magn. Mater. 2001. Vol. 236, no. 3. P. 320–330. DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00470-X.
- 25. *Букесов С. А., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П.* Поверхностные магнитостатические волны в структуре с периодическими границами // Тез. Докл. III Всесоюзной школы семинара «Спинволновая электроника СВЧ». Краснодар, 1987. С. 31–32.
- 26. Морозова М. А., Шараевский Ю. П., Шешукова С. Е. Механизмы формирования солитонов огибающей в периодических ферромагнитных структурах // Известия вузов. ПНД. 2010. Т. 18, № 5. С. 111–120. DOI: 10.18500/0869-6632-2010-18-5-111-120.

- 27. *Morozova M. A., Sadovnikov A. V., Matveev O. V., Sharaevskaya A. Y., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A.* Band structure formation in magnonic Bragg gratings superlattice // J. Phys. D. Appl. Phys. 2020. Vol. 53, no. 39. P. 395002. DOI: 10.1088/1361-6463/ab95c0.
- Morozova M. A., Matveev O. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A., Sadovnikov A. V. Nonlinear signal processing with magnonic superlattice with two periods // Appl. Phys. Lett. 2022. Vol. 120, no. 12. P. 122407. DOI: 10.1063/5.0083133.
- Morozova M. A., Grishin S. V., Sadovnikov A. V., Romanenko D. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Band gap control in a line-defect magnonic crystal waveguide // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 107, no. 24. P. 242402. DOI: 10.1063/1.4937440.
- Morozova M. A., Sharaevskaya A. Y., Sadovnikov A. V., Grishin S. V., Romanenko D. V., Beginin E. N., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Band gap formation and control in coupled periodic ferromagnetic structures // J. Appl. Phys. 2016. Vol. 120, no. 22. P. 223901. DOI: 10.1063/1.4971410.
- Morozova M. A., Grishin S. V., Sadovnikov A. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Magnonic bandgap control in coupled magnonic crystals // IEEE Trans. Magn. 2014. Vol. 50, no. 11. P. 4007204. DOI: 10.1109/TMAG.2014.2321611.
- 32. *Морозова М. А., Матвеев О. В., Шараевский Ю. П.* Распространение импульсов в нелинейной системе на основе связанных магнонных кристаллов // ФТТ. 2016. Т. 58, № 10. С. 1899–1906.
- Morozova M.A., Matveev O.V., Romanenko D.V., Trukhanov A.V., Mednikov A.M., Sharaevskii Y.P., Nikitov S.A. Nonlinear spin wave switches in layered structure based on magnonic crystals // J. Magn. Magn. Mater. 2020. Vol. 508. P. 166836. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166836.
- 34. Прокушкин В. Н., Шараевский Ю. П. Поверхностные магнитостатические волны в ферритовой структуре с импедансными границами // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32, № 8. С. 1750–1752.
- 35. Прокушкин В. Н., Шараевский Ю. П. Влияние реактивной импедансной нагрузки на характеристики магнитостатических волн // Радиотехника и электроника. 1993. Т. 38, № 9. С. 1551–1553.
- Morozova M. A., Romanenko D. V., Serdobintsev A. A., Matveev O. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Magnonic crystal-semiconductor heterostructure: Double electric and magnetic fields control of spin waves properties // J. Magn. Magn. Mater. 2020. Vol. 514. P. 167202. DOI: 10.1016/j.jmmm. 2020.167202.
- 37. *Матвеев О. В., Романенко Д. В., Морозова М. А.* Линейные и нелинейные эффекты в структурах на основе магнонных кристаллов и полупроводников // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115, № 5–6. С. 379–383. DOI: 10.31857/S1234567822060052.
- Morozova M. A., Grishin S. V., Sadovnikov A. V., Romanenko D. V., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A. Tunable bandgaps in layered structure magnonic crystal–ferroelectric // IEEE Trans. Magn. 2015. Vol. 51, no. 11. P. 2802504. DOI: 10.1109/TMAG.2015.2446763.
- Морозова М. А., Матвеев О. В., Шараевский Ю. П., Никитов С. А. Управление запрещенными зонами в слоистой структуре магнонный кристалл–сегнетоэлектрик–магнонный кристалл // ФТТ. 2016. Т. 58, № 2. С. 266–272.
- Grachev A. A., Matveev O. V., Mruczkiewicz M., Morozova M. A., Beginin E. N., Sheshukova S. E., Sadovnikov A. V. Strain-mediated tunability of spin-wave spectra in the adjacent magnonic crystal stripes with piezoelectric layer // Appl. Phys. Lett. 2021. Vol. 118, no. 26. P. 262405. DOI: 10.1063/5.0051429.
- 41. Морозова М. А., Матвеев О. В., Романенко Д. В., Шараевский Ю. П., Никитов С. А. Устройство на магнитостатических волнах для пространственного разделения СВЧ-сигналов разного уровня мощности. Патент № 2702916 С1 Российская Федерация, МПК Н01Р 1/22: заявл. 07.05.2019: опубл. 14.10.2019. Заявитель: ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. 13 с.

- 42. Бегинин Е. Н., Садовников А. В., Попов П. А., Шараевская А. Ю., Калябин Д. В., Стогний А. И., Морозова М. А., Никитов С. А. Функциональный компонент магноники на многослойной ферромагнитной структуре. Патент № 2702915 С1 Российская Федерация, МПК Н01Р 1/218 : заявл. 25.01.2019 : опубл. 14.10.2019. Заявитель: ИРЭ им В. А. Котельникова РАН. 11 с.
- 43. *Морозова М. А., Матвеев О. В., Романенко Д. В., Медников А. М.* Наноразмерные мультиферроики для применения в магнонной нейроморфной архитектуре // Наноиндустрия. 2021. Т. 14, № S7(107). С. 685–687. DOI: 10.22184/1993-8578.2021.14.7s.685.687.

# References

- 1. Vashkovskii AV, Stalmakhov VS, Sharaevskii YP. Magnetostatic Waves in Microwave Electronics. Saratov: Saratov University Publishing; 1993. 312 p. (in Russian).
- Gurevich AG, Melkov GA. Magnetization Oscillations and Waves. Boca Raton: CRC Press; 1996. 464 p.
- 3. Barman A, Gubbiotti G, Ladak S, Adeyeye AO, Krawczyk M, Gräfe J, Adelmann C, Cotofana S, Naeemi A, Vasyuchka VI, Hillebrands B, Nikitov SA, Yu H, Grundler D, Sadovnikov AV, Grachev AA, Sheshukova SE, Duquesne JY, Marangolo M, Csaba G, Porod W, Demidov VE, Urazhdin S, Demokritov SO, Albisetti E, Petti D, Bertacco R, Schultheiss H, Kruglyak VV, Poimanov VD, Sahoo S, Sinha J, Yang H, Münzenberg M, Moriyama T, Mizukami S, Landeros P, Gallardo RA, Carlotti G, Kim JV, Stamps RL, Camley RE, Rana B, Otani Y, Yu W, Yu T, Bauer GEW, Back C, Uhrig GS, Dobrovolskiy OV, Budinska B, Qin H, van Dijken S, Chumak AV, Khitun A, Nikonov DE, Young IA, Zingsem BW, Winklhofer M. The 2021 magnonics roadmap. J. Phys. Condens. Matter. 2021;33(41):413001. DOI: 10.1088/1361-648X/abec1a.
- Nikitov SA, Kalyabin DV, Lisenkov IV, Slavin AN, Barabanenkov YN, Osokin SA, Sadovnikov AV, Beginin EN, Morozova MA, Sharaevsky YP, Filimonov YA, Khivintsev YV, Vysotsky SL, Sakharov VK, Pavlov ES. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics. Phys. Usp. 2015;58(10):1002–1028.

DOI: 10.3367/UFNe.0185.201510m.1099.

- Nikitov SA, Safin AR, Kalyabin DV, Sadovnikov AV, Beginin EN, Logunov MV, Morozova MA, Odintsov SA, Osokin SA, Sharaevskaya AY, Sharaevsky YP, Kirilyuk AI. Dielectric magnonics: from gigahertz to terahertz. Phys. Usp. 2020;63(10):945–974. DOI: 10.3367/UFNe.2019.07.038609.
- 6. Gulyaev YV, Nikitov SA. Magnonic crystals and spin waves in periodic structures. Doklady Physics. 2001;46(10):687–689. DOI: 10.1134/1.1415579.
- 7. Chumak AV, Vasyuchka VI, Serga AA, Hillebrands B. Magnon spintronics. Nature Physics. 2015;11(6):453-461. DOI: 10.1038/nphys3347.
- Krawczyk M, Grundler D. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure. J. Phys. Condens. Matter. 2014;26(12):123202. DOI: 10.1088/0953-8984/26/12/123202.
- Sharaevskii YP, Morozova MA, Grishin SV. Magnetostatic waves in microwave electronics. In: Trubetskov DI, Hramov AE, Koronovskii AA, editors. Methods of Nonlinear Dynamics and Chaos Theory in Problems of Microwave Electronics. Vol. 2. Nonstationary and Chaotic Processes. Ch. 11. Moscow: Fizmatlit; 2009. P. 348–379 (in Russian).
- Chumak AV, Serga AA, Hillebrands B. Magnonic crystals for data processing. J. Phys. D. Appl. Phys. 2017;50(24):244001. DOI: 10.1088/1361-6463/aa6a65.
- 11. Ustinov AB, Drozdovskii AV, Kalinikos BA. Multifunctional nonlinear magnonic devices for microwave signal processing. Appl. Phys. Lett. 2010;96(14):142513. DOI: 10.1063/1.3386540.
- 12. Sharaevsky YP, Sadovnikov AV, Beginin EN, Morozova MA, Sheshukova SE, Sharaevskaya AY,

Grishin SV, Romanenko V, Nikitov SA. Coupled spin waves in magnonic waveguides. In: Demokritov SO, editor. Spin Wave Confinement: Propagating Waves. 2nd ed. Ch. 2. New York: CRC Press; 2017. P. 47–76. DOI: 10.1201/9781315110820-3.

- Khitun A, Bao M, Wang KL. Magnonic logic circuits. J. Phys. D. Appl. Phys. 2010;43(26):264005. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264005.
- 14. Nikitin AA, Nikitin AA, Kondrashov AV, Ustinov AB, Kalinikos BA, Lähderanta E. Theory of dual-tunable thin-film multiferroic magnonic crystal. J. Appl. Phys. 2017;122(15):153903. DOI: 10.1063/1.5000806.
- 15. Bukharaev AA, Zvezdin AK, Pyatakov AP, Fetisov YK. Straintronics: a new trend in micro- and nanoelectronics and material science. Phys. Usp. 2018;61(12):1175–1212. DOI: 10.3367/UFNe. 2018.01.038279.
- 16. Gulyaev YV, Nikitov SA. Surface magnetostatic wave propagation in ferrite films with a periodic semiconductor structure. Soviet Physics, Solid State. 1983;25(8):2515–2517 (in Russian).
- Sidorenko A. Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics: From Superconducting Qubits to Self-Organized Nanostructures. Cham: Springer; 2018. 270 p. DOI: 10.1007/978-3-319-90481-8.
- 18. Zhou Y, Jiao H, Chen YT, Bauer GEW, Xiao J. Current-induced spin-wave excitation in Pt/YIG bilayer. Phys. Rev. B. 2013;88(18):184403. DOI: 10.1103/PhysRevB.88.184403.
- 19. Wang Q, Pirro P, Verba R, Slavin A, Hillebrands B, Chumak AV. Reconfigurable nanoscale spinwave directional coupler. Science Advances. 2018;4(1):e1701517. DOI: 10.1126/sciadv.1701517.
- 20. Morozova MA, Sharaevskii YP, Sheshukova SE, Zhamanova MK. Investigation of self-action effects of magnetostatic waves in ferromagnetic structures in terms of the system of Schrödinger equations with coherent or incoherent coupling. Physics of the Solid State. 2012;54(8):1575–1583. DOI: 10.1134/S1063783412080227.
- Beginin EN, Morozova MA, Sharaevskii YP. Nonlinear effects of self-action of waves in 2D coupled ferromagnetic structures. Physics of the Solid State. 2010;52(1):79–86. DOI: 10.1134/ S1063783410010130.
- 22. Sharaevskii YP, Malyugina MA, Yarovaya EV. Modulation instability of surface magnetostatic waves in ferromagnet-dielectric-ferromagnet structures. Tech. Phys. Lett. 2006;32(2):110–112. DOI: 10.1134/S1063785006020064.
- Morozova MA, Romanenko DV, Matveev OV, Grishin SV, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Suppression of periodic spatial power transfer in a layered structure based on ferromagnetic films. J. Magn. Magn. Mater. 2018;466:119–124. DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.06.077.
- 24. Nikitov SA, Tailhades P, Tsai CS. Spin waves in periodic magnetic structures-magnonic crystals. J. Magn. Magn. Mater. 2001;236(3):320–330. DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00470-X.
- 25. Bukesov SA, Stalmakhov VS, Sharaevskii YP. Surfase magnetostatic waves in a structure with periodic boundaries. In: Abstracts of III All-Union School Seminar «Spin wave Microwave Electronics». Krasnodar; 1987. P. 31–32 (in Russian).
- Morozova MA, Sharaevsky YP, Sheshukova SE. Mechanisms of formation of envelope solitons in periodic ferromagnetic structures. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2010;18(5):111– 120 (in Russian). DOI: 10.18500/0869-6632-2010-18-5-111-120.
- Morozova MA, Sadovnikov AV, Matveev OV, Sharaevskaya AY, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Band structure formation in magnonic Bragg gratings superlattice. J. Phys. D. Appl. Phys. 2020;53(39):395002. DOI: 10.1088/1361-6463/ab95c0.
- 28. Morozova MA, Matveev OV, Sharaevskii YP, Nikitov SA, Sadovnikov AV. Nonlinear signal processing with magnonic superlattice with two periods. Appl. Phys. Lett. 2022;120(12):122407. DOI: 10.1063/5.0083133.

- 29. Morozova MA, Grishin SV, Sadovnikov AV, Romanenko DV, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Band gap control in a line-defect magnonic crystal waveguide. Appl. Phys. Lett. 2015;107(24):242402. DOI: 10.1063/1.4937440.
- Morozova MA, Sharaevskaya AY, Sadovnikov AV, Grishin SV, Romanenko DV, Beginin EN, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Band gap formation and control in coupled periodic ferromagnetic structures. J. Appl. Phys. 2016;120(22):223901. DOI: 10.1063/1.4971410.
- Morozova MA, Grishin SV, Sadovnikov AV, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Magnonic bandgap control in coupled magnonic crystals. IEEE Trans. Magn. 2014;50(11):4007204.DOI: 10.1109/ TMAG.2014.2321611.
- 32. Morozova MA, Matveev OV, Sharaevskii YP. Pulse propagation in a nonlinear system on the basis of coupled magnonic crystals. Physics of the Solid State. 2016;58(10):1967–1974. DOI: 10.1134/S1063783416100243.
- Morozova MA, Matveev OV, Romanenko DV, Trukhanov AV, Mednikov AM, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Nonlinear spin wave switches in layered structure based on magnonic crystals. J. Magn. Magn. Mater. 2020;508:166836. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166836.
- Prokushkin VN, Sharaevskii YP. Surface magnetostatic waves in a ferrite structure with impedance boundaries. Soviet Journal of Communications Technology and Electronics. 1987;32(8):1750–1752 (in Russian).
- 35. Prokushkin VN, Sharaevskii YP. Influence of reactive impedance load on magnetostatic waves characteristics. Journal of Communications Technology and Electronics. 1993;38(9):1551–1553 (in Russian).
- Morozova MA, Romanenko DV, Serdobintsev AA, Matveev OV, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Magnonic crystal-semiconductor heterostructure: Double electric and magnetic fields control of spin waves properties. J. Magn. Magn. Mater. 2020;514:167202. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.167202.
- Matveev OV, Romanenko DV, Morozova MA. Linear and nonlinear effects in structures based on magnonic crystals and semiconductors. JETP Letters. 2022;115(6):343–347. DOI: 10.1134/ S0021364022100228.
- Morozova MA, Grishin SV, Sadovnikov AV, Romanenko DV, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Tunable bandgaps in layered structure magnonic crystal–ferroelectric. IEEE Trans. Magn. 2015;51(11): 2802504. DOI: 10.1109/TMAG.2015.2446763.
- Morozova MA, Matveev OV, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Tuning the bandgaps in a magnonic crystal–ferroelectric–magnonic crystal layered structure. Physics of the Solid State. 2016;58(2):273– 279. DOI: 10.1134/S1063783416020207.
- Grachev AA, Matveev OV, Mruczkiewicz M, Morozova MA, Beginin EN, Sheshukova SE, Sadovnikov AV. Strain-mediated tunability of spin-wave spectra in the adjacent magnonic crystal stripes with piezoelectric layer. Appl. Phys. Lett. 2021;118(26):262405. DOI: 10.1063/5.0051429.
- 41. Morozova MA, Matveev OV, Romanenko DV, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Spin wave device for directional coupling of microwave signals of different power level. Patent No. 2702916 C1 Russian Federation, IPC H01P 1/22 : appl. 07.05.2019 : publ. 14.10.2019. Assignee: Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS. 13 p. (in Russian).
- 42. Beginin EN, Sadovnikov AV, Popov PA, Sharaevskaya AY, Kalyabin DV, Stognii AI, Morozova MA, Nikitov SA. Functional component of magnonics based on a multi-layered ferromagnetic structure. Patent No. 2702915 C1 Russian Federation, IPC H01P 1/218 : appl. 25.01.2019 : publ. 14.10.2019. Assignee: Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS. 11 p. (in Russian).
- Morozova MA, Matveev OV, Romanenko DV, Mednikov AM. Nanoscale multiferroics for magnonic neuromorphic architecture. Nanoindustry. 2021;14(S7(107)):685–687 (in Russian). DOI: 10.22184/1993-8578.2021.14.7s.685.687.



Морозова Мария Александровна — родилась в Саратове (1977). Доктор физикоматематических наук, профессор кафедры нелинейной физики, ведущий научный сотрудник лаборатории «Метаматериалы» Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского. Область научных интересов — элементная база магноники и спинтроники, обработка и генерация информационных сигналов в диапазоне СВЧ, волновые явления в магнитных материалах (в магнонных кристаллах, в многослойных ферромагнитных, мультиферроидных и гетероструктурах). Автор свыше 200 научных публикаций по указанным направлениям.

Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского E-mail: mamorozovama@yandex.ru ORCID: 0000-0003-4442-2443 AuthorID (eLibrary.Ru): 112875

Матвеев Олег Валерьевич — родился в Саратове (1991). Окончил с отличием факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета по направлению «Физика открытых нелинейных систем» (2013). Защитил диссертацию на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук по специальности «Радиофизика» (2019). Работает в должности старшего научного сотрудника лаборатории «Метаматериалы» Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского. Область научных интересов — спиновые волны в магнитных материалах, нелинейные явления (солитоны, автомодуляция, хаос) в тонких ферромагнитных плёнках и структурах на их основе, магнонная логика, обработка спинволновых сигналов в магнитных материалах. Автор свыше 50 научных работ по данной тематике.

Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского E-mail: olvmatveev@gmail.com ORCID: 0000-0003-2320-907X AuthorID: 786916



Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5 Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Научная статья УДК 537.86 DOI: 10.18500/0869-6632-003004 EDN: ROMWUU

# Модуляция магнитоимпеданса в планарной магнитоэлектрической гетероструктуре ферромагнетик – пьезоэлектрик

Д. А. Бурдин, Д. В. Чашин, Н. А. Экономов, Ю. К. Фетисов<sup>⊠</sup>

МИРЭА — Российский технологический университет, Москва, Россия E-mail: phantastic@mail.ru, chashin@mirea.ru, economov@list.ru, ⊠ fetisov@mirea.ru Поступила в редакцию 27.05.2022, принята к публикации 18.08.2022, опубликована 30.09.2022

Аннотация. Эффект гигантского изменения импеданса ферромагнитных материалов под действием внешнего магнитного поля широко применяют для создания высокочувствительных датчиков магнитных полей. Цель данной работы состояла в демонстрации возможностей управления величиной магнитоимпеданса в структуре ферромагнетикпьезоэлектрик с помощью электрического поля. Метод. В измерениях использовали планарную гетероструктуру, содержащую полоску из аморфного ферромагнетика Metglas толщиной 25 мкм и длиной 25 мм, механически соединенную с биморфом толщиной 0.5 мм и длиной 30 мм из пьезокерамики цирконата-титаната свинца. Через полоску пропускали переменный ток с частотой 30 кГц...10 МГц, структуру помещали в продольное постоянное магнитное поле 0...500 Э, к пьезобиморфу прикладывали переменное электрическое поле напряженностью до 400 В/см с частотой 60 Гц...50 кГц и регистрировали изменение величины импеданса полоски. Результаты. В отсутствие электрического поля обнаружено сужение области магнитных полей существования магнитоимпеданса при уменьшении частоты тока и насыщение магнитоимпеданса в магнитных полях выше 334 Э. Максимальная величина магнитоимпеданса достигала 18% при частоте тока через полоску 1 МГц. Приложение электрического поля к пьезобиморфу приводило к появлению в спектре частот напряжения на ферромагнитном слое боковых составляющих, что освидетельствует об амплитудно-фазовой модуляции магитоимпеданса. Коэффициент амплитудной модуляции достигал максимального значения 6 · 10<sup>-3</sup> при частоте электрического поля 11.2 кГц и монотонно падал при увеличении магнитного поля. Модуляция магнитоимпеданса возникает в результате обратного магнитоэлектрического эффекта в гетероструктуре, приводящего к модуляции намагниченности ферромагнитного слоя и последующему изменению относительной магнитной проницаемости и толщины скин-слоя в ферромагнетике. Результаты могут быть использованы для создания датчиков магнитных полей, управляемых электрическим полем.

*Ключевые слова*: магнитоимпеданс, композитная гетероструктура, ферромагнетик, пьезоэлектрик, магнитоэлектрический эффект.

*Благодарности*. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-07-00811.

Для цитирования: Бурдин Д. А., Чашин Д. В., Экономов Н. А., Фетисов Ю. К. Модуляция магнитоимпеданса в планарной магнитоэлектрической гетероструктуре ферромагнетик – пьезоэлектрик // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 554–562. DOI: 10.18500/0869-6632-003004. EDN: ROMWUU

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

© Бурдин Д. А., Чашин Д. В., Экономов Н. А., Фетисов Ю. К., 2022

## Magnetoimpedance modulation in a planar magnetoelectric ferromagnet – piezoelectric heterostructure

D. A. Burdin, D. V. Chashin, N. A. Ekonomov, Y. K. Fetisov

MIREA – Russian Technological University, Moscow, Russia E-mail: phantastic@mail.ru, chashin@mirea.ru, economov@list.ru, ⊠fetisov@mirea.ru Received 27.05.2022, accepted 18.08.2022, published 30.09.2022

Abstract. The effect of a giant change in the impedance of ferromagnetic materials under the action of an external magnetic field is widely used to elaborate highly sensitive magnetic field sensors. The *purpose* of this work was to demonstrate the possibilities of controlling the magnitude of the magnetoimpedance in a ferromagnet-piezoelectric structure using an electric field. Method. In the measurements, we used a planar heterostructure containing a strip of amorphous ferromagnet Metglas, 25 µm thick and 25 mm long, mechanically connected to a bimorph, 0.5 mm thick and 30 mm long, made of piezoceramic lead zirconate titanate. An alternating current with a frequency of 30 kHz...10 MHz was passed through the strip, the structure was placed in a longitudinal permanent magnetic field of 0...500 Oe, an alternating electric field up to 400 V/cm with a frequency of 60 Hz...50 kHz was applied to the piezobimorph, and the change in the impedance of the strip was recorded. Results. In the absence of electric field, a narrowing of the magnetoimpedance magnetic fields region with a decrease in the current frequency and saturation of the magnetoimpedance in magnetic fields above 334 Oe were observed. The maximum value of the magnetoimpedance reached 18% at a current frequency of 1 MHz. The application of electric field to the piezobimorph led to the appearance of side components in the frequency spectrum of the voltage on the ferromagnetic layer, which indicates the amplitude-phase modulation of the magnetoimpedance. The amplitude modulation coefficient reached a maximum value of  $6 \cdot 10^{-3}$  for the electric field frequency of 11.2 kHz and decreased monotonically with an increase in the magnetic field. The modulation of the magnetoimpedance occurs due to the converse magnetoelectric effect in the heterostructure, which leads to the modulation of the magnetization of the ferromagnetic layer, and the subsequent change in the relative magnetic permeability and thickness of the skin layer in the ferromagnet. The results obtained can be used to create magnetic fields sensors controlled by an electric field.

Keywords: magnetoimpedance, composite heterostructure, ferromagnet, piezoelectric, magnetoelectric effect.

Acknowledgements. The work was supported by Russian Foundation for Basic Research, grant No 20-07-00811.

*For citation*: Burdin DA, Chashin DV, Ekonomov NA, Fetisov YK. Magnetoimpedance modulation in a planar magnetoelectric ferromagnet – piezoelectric heterostructure. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5):554–562.DOI: 10.18500/0869-6632-003004

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

### Введение

Эффект гигантского магнитоимпеданса (ГМИ) в аморфных магнитных проводящих материалах интенсивно изучают в последние десятилетия в связи с перспективами его использования для создания высокочувствительных датчиков магнитных полей [1]. Эффект проявляется в изменении импеданса образца с текущим по нему высокочастотным током под действием постоянного магнитного поля и возникает из-за изменения величины магнитной проницаемости и скин-слоя магнитного проводника [2,3]. В аморфных ферромагнетиках на основе железа и кобальта, обладающих гигантской магнитной проницаемостью ( $\mu \sim 10^5$ ) в слабых магнитных полях ( $H \sim 100$  Э), вызванное магнитным полем изменение импеданса может достигать сотен процентов и сильно зависит от состава и геометрии образцов (микропровода, пленки, многослойные структуры), технологии их изготовления, частоты и амплитуды тока, различных внешних воздействий [4]. Показано, в частности, что к изменению импеданса аморфных материалов, обладающих магнитных лентах различных составов наблюдали изменение импеданса до 40% под действием растягивающих механических напряжений 200 МПа [6]. Импеданс таких материалов изменяется вследствие

Бурдин Д. А., Чашин Д. В., Экономов Н. А., Фетисов Ю. К. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5 обратной магнитострикции (эффект Виллари), вызывающей изменение намагниченности M, а следовательно, и магнитной проницаемости  $\mu$  материала, под действием деформации.

Особый интерес представляет исследование ГМИ в композитных гетероструктурах, содержащих механически связанные ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои. В таких структурах имеют место магнитоэлектрические (МЭ) эффекты, приводящие к изменению электрической поляризации структуры P под действием магнитного поля H (прямой МЭ-эффект) или изменению намагниченности структуры M под действием электрического поля E (обратный МЭ-эффект) [7]. МЭ-эффекты возникают в результате комбинации магнитострикции ФМ-слоя и пьезоэлектричества в ПЭ-слое структур. Очевидно, что МЭ-эффекты могут быть использованы для динамического управления магнитоимпедансом ФМ-слоя с помощью магнитного или электрического полей.

К настоящему времени опубликовано всего несколько работ, посвященных исследованию ГМИ в композитных гетероструктурах. В кольцевом резонаторе со слоями из керамики цирконататитаната свинца (PZT) и Терфенола на частоте акустического резонанса 70 кГц наблюдали изменение емкостной составляющей импеданса на 225% под действием магнитного поля 800 мТл [8]. В слоистой структуре аморфный ферромагнетик Metglas – PZT прямоугольной формы на частоте резонанса около 60 кГц обнаружено изменение индуктивной и емкостной составляющих импеданса до 450% в магнитном поле 100 Э [9]. Авторы [10] исследовали ГМИ в структурах Metglas – PZT и Терфенол – PZT и показали, что величина магнитоимпеданса существенно зависит от магнитной и диэлектрической проницаемостей, магнитострикции и модулей Юнга слоев структур, на частоте резонанса 130 кГц зарегистрировали вызванное магнитным полем изменение импеданса структуры Metglas – PZT на 600%, что в 8.6 раз больше, чем для структуры Терфенол – PZT.

В данной работе исследован эффект ГМИ в планарной гетероструктуре Metglas – РZТ в широкой полосе частот тока, протекающего через ферромагнитный слой. Впервые обнаружен эффект модуляции магнитоимпеданса под действием гармонического электрического поля, приложенного к РZT-слою структуры. В первой части статьи описана гетероструктура и методики измерений. Во второй части изложены результаты измерений. Далее обсуждаются результаты и сформулированы основные выводы работы.

### 1. Образец и методики измерений

Исследуемая гетероструктура и блок-схема измерительной установки схематически изображены на рис. 1. Структура содержала ФМ-слой и ПЭ-слой. ФМ слой изготовлен из ленты аморф-



Рис. 1. Схематическое изображение структуры Metglas – РZТ-биморф и блок-схема измерительной установки

Fig. 1. Schematic representation of the Metglas – PZT bimorph structure and block diagram of the measuring setup

ного ферромагнетика FeBSiC (Metglas 2605SA1, Metglas Inc., USA), имел размеры  $23 \times 1.7$  мм, толщину 25 мкм, намагниченность насыщения  $M_{\rm S} = 1.56$  Тл, максимальную магнитную проницаемость  $\mu \sim 1.2 \cdot 10^5,$  магнитострикцию насыщения  $\lambda_{\rm S} = 25 \cdot 10^{-6}$  и удельное сопротивление  $\rho \approx 120 \cdot 10^{-6}$  Ом·см. ПЭ-слой представлял собой биморф, изготовленный из двух пластин пьезокерамики PbZr<sub>0.52</sub>Ti<sub>0.48</sub>O<sub>3</sub>(PZT) (АО «НИИ Элпа», Москва, Россия) размерами  $30 \times 13$  мм и толщиной 0.25 мм каждая. На поверхности биморфа были нанесены Адэлектроды толщиной приблизительно по 3 мкм и слои были поляризованы навстречу друг другу. Слой Metglas и PZT-биморф были соединены с помощью цианоакрилатного клея. Слой клея толщиной порядка 10 мкм передавал механические деформации через границу раздела и обеспечивал электрическую изоляцию слоя Metglas от электрода PZT-биморфа. Структура была закреплена на массивном основании на одном конце, так что она могла совершать изгибные колебания. Выбор PZT-биморфа, который создает значительно большие деформации, чем один PZT-слой, позволил исследовать эффекты на низких частотах. Структура была помещена между полюсами электромагнита в постоянное магнитное поле H = 0...400 Э, приложенное вдоль ее длинной оси. Через полоску Metglas пропускали переменный ток  $I \cos(2\pi ft)$  с амплитудой до I = 200 мА и частотой в диапазоне f = 50 Гц...10 МГц от генератора сигналов произвольной формы Agilent 33210A. К электродам PZT-биморфа от второго генератора Agilent 33210A прикладывали переменное напряжение  $U\cos(2\pi Ft)$  с частотой F = 10 Гц...100 кГц и амплитудой до 10 В, которое создавало в пьезоэлектрике переменное поле с амплитудой до E = 400 В/см. С помощью синхронного детектора SR850 измеряли падение напряжения  $u \cos(2\pi ft + \varphi)$  между концами ФМ-полоски, где  $\varphi - сдвиг фаз между напряжением и током. По измеренным значениям напряжения <math>u$  и тока I определяли импеданс полоски Metglas Z = u/I, а затем рассчитывали величину магнитоимпеданса MI при поле H по формуле

$$MI(H) = \frac{Z(H) - Z(H_{\rm S})}{Z(H_{\rm S})} 100\%, \qquad (1)$$

где Z(H) — импеданс ФМ-полоски при поле H,  $Z(H_S)$  — импеданс в поле насыщения  $H_S$ . Магнитное поле измеряли гауссметром LakeShore модель 421 с точностью 0.1 Э. Измерения проводили сначала в отсутствие электрического поля, а затем при различных амплитудах и частотах поля E, приложенного к PZT-биморфу. Спектр частот напряжения на полоске Metglas измеряли с помощью спектроанализатора Siglent SSA3021X. Все измерения проводили при комнатной температуре, которую поддерживали с точностью 0.5° С.

### 2. Результаты измерений

На первом этапе были исследованы характеристики магнитоимпеданса в описанной структуре без приложения напряжения к РZТ-биморфу. Ток через полоску устанавливали в интервале I = 20...200 мА. В отсутствие поля H = 0 при токе 200 мА с частотой 1 МГц падение напряжения на полоске составляло u = 137 мВ и величи-

на импеданса равнялась Z(0) = 0.635 Ом, а при поле насыщения  $H_{\rm S} = 400$  Э импеданса равнялся  $Z(H_{\rm S}) = 0.61$  Ом.

На рис. 2 приведены зависимости магнитомпеданса MI от магнитного поля H для разных частот тока f через полоску Metglas при амплитуде тока I = 200 мА. Для наглядности по вертикальной оси графика выбран логарифмический масштаб. Видно, что с увеличением частоты тока от 34 кГц до 10 МГц величина магнитоимпеданса растет и область полей, где магнитное поле влияет на импеданс, расширяется примерно от 20 до 334 Э. Определенное экспериментально поле  $H_S \approx 334$  Э можно считать полем насыщения магнитоимпеданса (см. формулу (1)) в полоске Metglas.



Рис. 2. Зависимость магнитоимпеданса MI структуры Metglas – PZT-биморф от магнитного поля H при разных частотах тока f (цвет online)

Fig. 2. Magnetoimpedance of the Metglas – PZT bimorph structure vs. dc magnetic field H for different current frequencies f (color online)

Бурдин Д. А., Чашин Д. В., Экономов Н. А., Фетисов Ю. К. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



Рис. 3. Зависимость магнитоимпеданса МІ структуры Metglas – PZT-биморф от частоты тока f при H = 0Fig. 3. Magnetoimpedance of the Metglas-PZT bimorph structure vs. current frequency f at H = 0

тока с амплитудой 200 мА и частотой f =

 $u_0$ E = 0999.8 1000.0 1000.2 а F = 72 Hz101( h 999.8 1000.0 1000.2  $u_0$ F = 11.2 kHz10-3 u(V) $\mathcal{U}_1$  $10^{-10}$ 1000 С 980 1020  $10^{-1}$ F = 50 kHzu(V) $10^{-10}$ 10-1000 1100 900 d f, kHz

Рис. 4. Спектр частот MI напряжения: a — без электрического поля E = 0, при поле E = 400 В/см с частотой F: *b* - 72 Гц, *c* - 11.2 кГц, *d* - 50 кГц

Fig. 4. Frequency spectrum of the MI voltage: a – without electric field, at the field E = 400 V/cm with frequency F: *b* - 72 Hz, *c* - 11.2 kHz, *d* - 50 kHz

Форма зависимостей не изменялась при инверсии направления магнитного поля  $(H \rightarrow -H)$ . На рис. 3 приведена зависимость магнитоимпеданса MI от частоты тока f через ферромагнитный слой структуры в отсутствие магнитного поля при I = 200 мА. Видно, что с увеличением частоты тока магнитоимпеданс монотонно растет и достигает максимального значения 18% при частоте около 10 МГц. Причем в области частот от 10 кГц приблизительно до 2 МГц в логарифмических координатах зависимость линейная. С увеличением частоты тока выше 10 МГц магнитоимпеданс уменьшался.

Затем исследовали влияние электрического поля *E*, приложенного к PZT-биморфу, на характеристики магнитоимпеданса в струк-

1 МГц при H = 0 и разных часто-

туре. На рис. 4 в качестве примера показаны спектры МІ напряжения, измеренные для

тах F электрического поля. Видно, что электрическое поле приводит к модуляции маг-

нитоимпеданса структуры. В отсутствие переменного поля (E = 0) и при всех частотах поля амплитуда центральной линии спектра составляла  $u_0 \approx 10$  мB, а ширина линии у основания равнялась 54 Гц. При приложении электрического поля к РZT-биморфу в спектре напряжения появлялись по две боковые линии с каждой стороны от центральной составляющей, отстоящие от нее на величину, кратную частоте накачки. Появление боковых линий наблюдали при частотах модуляции от 60 Гц до 100 кГц. Амплитуда боковых составляющих спектра немонотонно зависела от частоты электрического поля F. Как видно из рис. 4, наибольшую амплитуду  $u_1 \approx 30$  мкВ первая боковая составляющая имела при частоте электрического поля F = 11.2 кГц.

> На рис. 5 в качестве примера показана зависимость амплитуды боковой составляющей спектра  $u_1$  от амплитуды переменного электрического поля Е при частоте тока 1 МГц, частоте поля F = 11.2 кГц и H = 0. Видно, что в исследованном диапазоне амплитуд поля зависимость линейна. На рис. 6 приведена зависимость амплитуды боковой составляющей спектра  $u_1$  от постоянного магнитного поля H при частоте тока f = 1 МГц, частоте поля F = 11.2 кГц и амплитуде поля E = 400 В/см. Для сравнения на том же рисунке приведена полевая зависимость

Бурдин Д. А., Чашин Д. В., Экономов Н. А., Фетисов Ю. К. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



 $\begin{array}{c}
10 \\
8 \\
8 \\
6 \\
4 \\
2 \\
0 \\
0 \\
100 \\
H, Oe
\end{array}$ 

Рис. 5. Зависимость амплитуды боковой линии спектра  $u_1$  от амплитуды электрического поля E, приложенного к РZТ-биморфу, при f = 1 МГц и F = 11.2 кГц

Fig. 5. Dependence of the spectrum side-line amplitude  $u_1$  on the electric field E applied to the PZT bimorph at f = 1 MHz and F = 11.2 kHz

Рис. 6. Зависимость амплитуды боковой линии спектра  $u_1$  и магнитоимпеданса MI от постоянного магнитного поля H при f = 1 МГц и F = 11.2 кГц

Fig. 6. Dependence of the spectrum side-line amplitude  $u_1$  and magnetoimpedance MI on the dc magnetic field H at f = 1 MHz and F = 11.2 kHz

магнитоимпеданса MI(H). Видно, что две полевые зависимости практически накладываются друг на друга: амплитуда боковой составляющей и величина магнитоимпеданса монотонно падают с ростом поля. Зависимости, аналогичные показанным на рис. 5 и 6, наблюдали и при других частотах тока через ферромагнетик f и других частотах электрического поля F.

### 3. Обсуждение

Магнитоимпедансный эффект в слое ферромагнитного проводника возникает, как показано в [3], из-за уменьшения поперечной магнитной проницаемости ферромагнетика  $\mu_T$  с ростом постоянного поля *H*. Уменьшение  $\mu_T$  вызывает увеличение толщины скин-слоя

$$\delta = c/\sqrt{4\pi^2 f \sigma \mu_T},\tag{2}$$

где c — скорость света,  $\sigma = 1/\rho$  — проводимость материала, f — частота. С другой стороны, как следует из (2), толщина скин-слоя  $\delta$  уменьшается с ростом частоты тока f. Конкуренция двух механизмов приводит к изменению как действительной, так и мнимой частей импеданса. Импеданс полоски перестает изменяться, когда толщина скин-слоя становится равной примерно половине толщины слоя ферромагнетика. Это объясняет, в частности, сужение области магнитных полей магнитоимпеданса с уменьшением частоты (см. рис. 2). Форма показанных на рис. 2 и рис. 3 зависимостей MI(H) и MI(f) и максимальная измеренная величина магнитоимпеданса в полоске Metglas согласуются с данными других исследований магнитоимпеданса в слоях аморфных ферромагнетиков на частотах до 10 МГц [1,11].

Влияние электрического поля E на магнитоимпеданс возникает из-за обратного МЭ-эффекта в композитной структуре [12]. Приложенное к РZТ-биморфу поле вызывает изгибную деформацию вследствие обратного пьезоэффекта, эта деформация передается слою Metglas и обратная магнитострикция (эффект Виллари) изменяет его намагниченность M. В результате изменяется магнитная проницаемость  $\mu$ , а следовательно, и магнитоимпеданс слоя. При изгибе PZT-биморфа деформация по его длине распределена неоднородно, что затрудняет установление количественной связи импеданса с напряженностью поля E. В динамическом режиме МЭ-эффект приводит к модуляции магнитоимпеданса. Показанный на рис. 4 спектр частот имеет вид, типичный для сигнала с амплитудной модуляцией [13]

$$u(t) = u_0[(1 + m\cos(2\pi Ft))] \cdot \cos(2\pi ft).$$
(3)

Здесь m — коэффициент модуляции, который связан с амплитудой основной и боковой составляющих спектра как  $m = 2u_1/u_0$ . Подставляя данные рис. 4, c, получаем  $m \approx 6 \cdot 10^{-3}$ . Наличие в спектрах рис. 4 второй боковой составляющей свидетельствует о присутствии также слабой фазовой модуляции напряжения магнитоимпеданса. Одинаковый вид полевых зависимостей магнитоимпеданса MI(H) и амплитуды боковой гармоники спектра частот MI напряжения на рис. 6 подтверждает предложенное объяснение эффекта.

Описанные выше измерения были проведены также на структуре, где в качестве магнитного слоя был использован аморфный ферромагнетик без магнитострикции. В такой структуре наблюдали магнитоимпеданс, но модуляция магнитоимпеданса электрическим полем отсутствовала, что подтверждает роль магнитоэлектрического эффекта.

### Заключение

Таким образом, в работе экспериментально исследован эффект магнитоимпеданса в планарной композитной гетероструктуре Metglas – PZT в области частот от 10 кГц до 10 МГц. Максимальная величина магнитоимпеданса в нерезонансном режиме достигала 18.5%, что согласуется с литературными данными. Показано и объяснено сужение области магнитных полей магнитоимпеданса при уменьшении частоты. Обнаружен и исследован эффект амплитудной модуляции магнитоимпеданса переменным электрическим полем с частотой 60 Гц...50 кГц, приложенным к пьезослою. Модуляция возникает в результате обратного магнитоэлектрического эффекта в структуре, приводящего к изменению намагниченности ферромагнитного слоя. Результаты могут быть использованы для создания датчиков магнитных полей, управляемых электрическим напряжением.

## Список литературы

- 1. *Knobel M., Pirota K. R.* Giant magnetoimpedance: concepts and recent progress // J. Magn. Magn. Mater. 2002. Vol. 242–245, no. 1. P. 33–40. DOI: 10.1016/S0304-8853(01)01180-5.
- Panina L. V., Mohri K. Magneto-impedance effect in amorphous wires // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 65, no. 9. P. 1189–1191. DOI: 10.1063/1.112104.
- Panina L. V., Mohri K., Uchiyama T., Noda M., Bushida K. Giant magneto-impedance in Corich amorphous wires and films // IEEE Trans. Magn. 1995. Vol. 31, no. 2. P. 1249–1260. DOI: 10.1109/20.364815.
- 4. *Phan M.-H., Peng H.-X.* Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications // Progress in Materials Science. 2008. Vol. 53, no. 2. P. 323–420. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2007.05.003.
- Shen L. P., Uchiyama T., Mohri K., Kita E., Bushida K. Sensitive stress-impedance micro sensor using amorphous magnetostrictive wire // IEEE Trans. Magn. 1997. Vol. 33, no. 5. P. 3355–3357. DOI: 10.1109/20.617942.
- 6. *Gazda P., Nowicki M., Szewczyk R.* Comparison of stress-impedance effect in amorphous ribbons with positive and negative magnetostriction // Materials. 2019. Vol. 12, no. 2. P. 275. DOI: 10.3390/ma12020275.
- Nan C.-W., Bichurin M. I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103, no. 3. P. 031101. DOI: 10.1063/1.2836410.

- Wang W., Wang Z., Luo X., Tao J., Zhang N., Xu X., Zhou L. Capacitive type magnetoimpedance effect in piezoelectric-magnetostrictive composite resonator // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 107, no. 17. P. 172904. DOI: 10.1063/1.4934821.
- 9. Leung C. M., Zhuang X., Xu J., Li J., Zhang J., Srinivasan G., Viehland D. Enhanced tunability of magneto-impedance and magneto-capacitance in annealed Metglas/PZT magnetoelectric composites // AIP Advances. 2018. Vol. 8, no. 5. P. 055803. DOI: 10.1063/1.5006203.
- Chen L., Wang Y., Luo T., Zou Y., Wan Z. The study of magnetoimpedance effect for magnetoelectric laminate composites with different magnetostrictive layers // Materials. 2021. Vol. 14, no. 21. P. 6397. DOI: 10.3390/ma14216397.
- 11. Amalou F., Gijs M. A. M. Giant magnetoimpedance in trilayer structures of patterned magnetic amorphous ribbons // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81, no. 9. P. 1654–1656. DOI: 10.1063/1.1499769.
- Fetisov L. Y., Chashin D. V., Burdin D. A., Saveliev D. V., Ekonomov N. A., Srinivasan G., Fetisov Y. K. Nonlinear converse magnetoelectric effects in a ferromagnetic-piezoelectric bilayer // Appl. Phys. Lett. 2018. Vol. 113, no. 21. P. 212903. DOI: 10.1063/1.5054584.
- 13. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. Москва: Радио и связь, 1986. 512 с.

# References

- 1. Knobel M, Pirota KR. Giant magnetoimpedance: concepts and recent progress. J. Magn. Magn. Mater. 2002;242–245(1):33–40. DOI: 10.1016/S0304-8853(01)01180-5.
- 2. Panina LV, Mohri K. Magneto-impedance effect in amorphous wires. Appl. Phys. Lett. 1994;65(9): 1189–1191. DOI: 10.1063/1.112104.
- 3. Panina LV, Mohri K, Uchiyama T, Noda M, Bushida K. Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films. IEEE Trans. Magn. 1995;31(2):1249–1260. DOI: 10.1109/20.364815.
- 4. Phan MH, Peng HX. Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications. Progress in Materials Science. 2008;53(2):323–420. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2007.05.003.
- Shen LP, Uchiyama T, Mohri K, Kita E, Bushida K. Sensitive stress-impedance micro sensor using amorphous magnetostrictive wire. IEEE Trans. Magn. 1997;33(5):3355–3357. DOI: 10.1109/ 20.617942.
- 6. Gazda P, Nowicki M, Szewczyk R. Comparison of stress-impedance effect in amorphous ribbons with positive and negative magnetostriction. Materials. 2019;12(2):275. DOI: 10.3390/ma12020275.
- Nan CW, Bichurin MI, Dong S, Viehland D, Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions. J. Appl. Phys. 2008;103(3):031101. DOI: 10.1063/1.2836410.
- Wang W, Wang Z, Luo X, Tao J, Zhang N, Xu X, Zhou L. Capacitive type magnetoimpedance effect in piezoelectric-magnetostrictive composite resonator. Appl. Phys. Lett. 2015;107(17):172904. DOI: 10.1063/1.4934821.
- 9. Leung CM, Zhuang X, Xu J, Li J, Zhang J, Srinivasan G, Viehland D. Enhanced tunability of magneto-impedance and magneto-capacitance in annealed Metglas/PZT magnetoelectric composites. AIP Advances. 2018;8(5):055803. DOI: 10.1063/1.5006203.
- Chen L, Wang Y, Luo T, Zou Y, Wan Z. The study of magnetoimpedance effect for magnetoelectric laminate composites with different magnetostrictive layers. Materials. 2021;14(21):6397. DOI: 10.3390/ma14216397.
- 11. Amalou F, Gijs MAM. Giant magnetoimpedance in trilayer structures of patterned magnetic amorphous ribbons. Appl. Phys. Lett. 2002;81(9):1654–1656. DOI: 10.1063/1.1499769.
- 12. Fetisov LY, Chashin DV, Burdin DA, Saveliev DV, Ekonomov NA, Srinivasan G, Fetisov YK. Nonlinear converse magnetoelectric effects in a ferromagnetic-piezoelectric bilayer. Appl. Phys. Lett. 2018;113(21):212903. DOI: 10.1063/1.5054584.
- 13. Gonorovskii IS. Radiotechnical Circuits and Signals. Moscow: Radio i Svyaz'; 1986. 512 p. (in Russian).



Бурдин Дмитрий Алексеевич — окончил Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики (2007, МИРЭА). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (2012, МИРЭА). В настоящее время работает в должности старшего научного сотрудника в Российском технологическом университете (ранее МИРЭА) в Научно-образовательном центре «Магнитоэлектрические материалы и устройства». Занимается исследованием линейных и нелинейных магнитоэлектрических эффектов в композитных гетероструктурах, разработкой на их основе датчиков магнитных полей, устройств микросистемной техники и электроники. Имеет более 40 статей в реферируемых журналах, 8 патентов, доклады на конференциях.

Россия, 119454, Москва, проспект Вернадского, 78 МИРЭА – Российский технологический университет E-mail: phantastic@mail.ru AuthorID (eLibrary.Ru): 753703



Чашин Дмитрий Владимирович — окончил Московский институт радиотехники, электроники и автоматики (1974, МИРЭА). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук (2015, МИРЭА). В настоящее время работает в Российском технологическом университете (ранее МИРЭА) в Научно-образовательном центре «Магнитоэлектрические материалы и устройства» в должности ведущего инженера, занимается исследованием магнитоэлектрических эффектов в композитных гетероструктурах, разработкой на их основе высокочувствительных датчиков магнитных полей, различных устройств микросистемной техники и электроники. Имеет более 70 статей в реферируемых журналах, 15 патентов, более 30 докладов на конференциях.

Россия, 119454, Москва, проспект Вернадского, 78 МИРЭА — Российский технологический университет E-mail: chashin@mirea.ru ORCID: 0000-0002-1031-6696 AuthorID (eLibrary.Ru): 601897

Экономов Николай Андреевич — окончил физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова (1971). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физикоматематических наук в области физики магнитных явлений (1974, МГУ). С 1974 года по настоящее время работает в Российском технологическом университете (ранее МИРЭА) на кафедре физики в должности доцента. Область научных интересов — исследование магнитоакустических и магнитооптических явлений в легкоплоскостных антеферромагнетиках и магнитоэлектрических эффектов в композитных гетероструктурах ферромагнетикпьезоэлектрик, их применение для создания устройств электроники и микросистемной техники. Имеет более 50 статей в реферируемых российских и международных журналах, 12 патентов, доклады на конференциях.

Россия, 119454, Москва, проспект Вернадского, 78 МИРЭА — Российский технологический университет E-mail: economov@list.ru AuthorID (eLibrary.Ru): 882134

Фетисов Юрий Константинович — окончил МИФИ (1978), затем аспирантуру МИФИ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности физика твердого тела (1981, МИФИ) и доктора физико-математических наук (1993, ИРЭ РАН). В Московском институте радиотехники, электроники и автоматики (МИРЭА) работает с 1982 года в должности, доцента, профессора кафедры физики, директора НИИ информатики, декана факультета электроники. С 2015 года по настоящее время работает в Российском технологическом университете (ранее МИРЭА) в должности директора Научно-образовательного центра «Магнитоэлектрические материалы и устройства». Область научных интересов — спиновые волны в магнитных пленках и гетероструктурах, магнитоэлектрические явления в мультиферроиках и композитных гетероструктурах и их применение в микросистемной технике и электронике. Действительный член РАЕН. Имеет более 200 статей в реферируемых журналах, 12 патентов и несколько монографий.

Россия, 119454, Москва, проспект Вернадского, 78 МИРЭА — Российский технологический университет E-mail: fetisov@mirea.ru ORCID: 0000-0002-8627-2730 AuthorID (eLibrary.Ru): 19490



Бурдин Д. А., Чашин Д. В., Экономов Н. А., Фетисов Ю. К. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5 Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Научная статья УДК 537.622, 530.182 DOI: 10.18500/0869-6632-003007 EDN: VFDKJY

### Магнитные метаповерхности с металлическими включениями

*М. Д. Амельченко*<sup>1</sup>, *А. С. Бир*<sup>1</sup>, *Ф. Ю. Огрин*<sup>2,3</sup>, *С. А. Одинцов*<sup>1</sup>, *Д. В. Романенко*<sup>1</sup>, *А. В. Садовников*<sup>1</sup>, *С. А. Никитов*<sup>4</sup>, *С. В. Гришин*<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия <sup>2</sup>Эксетерский университет, Эксетер, Англия <sup>3</sup>MaxLLG Ltd., Эксетер, Англия <sup>4</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия E-mail: amelchenko.mar@gmail.com, bir.evstegneeva.1997@gmail.com, F.Y.Ogrin@exeter.ac.uk, odinoff@gmail.com, dmitrii.romanenk@mail.ru, sadovnikovav@gmail.com, nikitov@cplire.ru, Sergrsh@yandex.ru *Поступила в редакцию 1.08.2022, принята к публикации 27.08.2022, опубликована 30.09.2022* 

Аннотация. Цель. Разработка и создание магнитных метаповерхностей с металлическими включениями, работающими как в микроволновом, так и в терагерцевом диапазонах частот. Методы. Для построения аналитических моделей магнитных метаповерхностей, выполненных на основе либо ферромагнитной (ФМ), либо антиферромагнитной (АФМ) диэлектрической матрицы, внутри которой содержится двумерная периодическая структура из тонких металлических (немагнитных) проволок, окруженных изоляторами, используются уравнения Максвелла и выражения для эффективных материальных параметров среды. Численное моделирование таких структур, работающих в микроволновом диапазоне, осуществляется с использованием программного пакета MaxLLG. Для создания бикомпонентных магнитных метаповерхностей, состоящих из двух магнитных материалов с сильно отличными значениями намагниченности, используются методы магнетронного напыления, жидкостного травления, оптической литографии и взрывной (lift-off) фотолитографии. Исследования линейных и нелинейных характеристик бикомпонентных магнитных метаповерхностей проводятся с привлечением методов микроволновой и бриллюэновской спектроскопии. Результаты. На основе разработанной аналитической модели магнитной метаповерхности с металлическими (немагнитными) включениями демонстрируется возможность получения дважды отрицательной среды не только в микроволновом (на основе ФМматрицы), но и в терагерцевом (на основе АФМ-матрицы) диапазонах частот. Причем в последнем случае существуют две частотные области, в которых материальные параметры магнитной метаповерхности являются дважды отрицательными. Для магнитных метаповерхностей с металлическими магнитными включениями установлено образование полос поглощения в спектре бегущей поверхностной магнитостатической спиновой волны за счет резонансных свойств включений. В нелинейном режиме обнаружен эффект невзаимного параметрического трехволнового резонанса. Заключение. Представленные в работе результаты демонстрируют ряд физических феноменов, которые наблюдаются только в магнитных метаповерхностях с металлическими (немагнитными и магнитными) включениями.

*Ключевые слова*: магнитные метаповерхности, левые среды, спиновые волны, параметрический трехволновый резонанс, невзаимность.

*Благодарности*. Авторы данной работы выражают особую благодарность инженеру по программному обеспечению Иану Веллавею (Ian Wellaway) за помощь в установке и эксплуатации программного пакета MaxLLG. Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда, проект № 19-79-20121.

© Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В., 2022 Для цитирования: Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В. Магнитные метаповерхности с металлическими включениями // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 563–591. DOI: 10.18500/0869-6632-003007. EDN: VFDKJY

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Article

DOI: 10.18500/0869-6632-003007

#### Magnetic metasurfaces with metallic inclusions

*M.D.* Amelchenko<sup>1</sup>, A. S. Bir<sup>1</sup>, F. Yu. Ogrin<sup>2,3</sup>, S. A. Odintsov<sup>1</sup>, D. V. Romanenko<sup>1</sup>, A. V. Sadovnikov<sup>1</sup>, S. A. Nikitov<sup>4</sup>, S. V. Grishin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Saratov State University, Russia
 <sup>2</sup>The University of Exeter, Exeter, England
 <sup>3</sup>MaxLLG Ltd., England
 <sup>4</sup>Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow, Russia E-mail: amelchenko.mar@gmail.com, bir.evstegneeva.1997@gmail.com, F.Y.Ogrin@exeter.ac.uk, odinoff@gmail.com, dmitrii.romanenk@mail.ru, sadovnikovav@gmail.com, nikitov@cplire.ru, issegrsh@yandex.ru Received 1.08.2022, accepted 27.08.2022, published 30.09.2022

Abstract. Purpose of this paper is the development and creation of the magnetic metasurfaces with metallic inclusions operating both in the microwave and terahertz frequency ranges. Methods. The Maxwell's equations and the expressions for the effective medium parameters are used to build the analytical models of the magnetic metasurfaces based on either a ferromagnetic (FM) or antiferromagnetic (AFM) dielectric matrix, containing a two-dimensional periodic structure of thin metal (non-magnetic) wires surrounded by insulators. Numerical simulation of such structures operating in the microwave range is carried out using the MaxLLG software package. The magnetron sputtering, liquid etching, optical lithography, and lift-off photolithography are used to create bicomponent magnetic metasurfaces, consisting of two magnetic materials with very different values of magnetization. The study of linear and nonlinear characteristics of the bicomponent magnetic metasurfaces is carried out using the methods of microwave and Brillouin spectroscopy. Results. Based on the developed analytical model of the magnetic metasurface with metallic (nonmagnetic) inclusions it is shown that the FM metasurface possesses properties of a left-handed medium in a microwave range and the AFM metasurface possesses similar properties in a terahertz range. In the last case, the material parameters of the AFM metasurface are twice negative in two frequency bands. For the magnetic metasurfaces with metallic magnetic inclusions, the formation of absorption bands in the spectrum of a traveling magnetostatic surface spin wave due to the resonant properties of the inclusions has been established. In the nonlinear regime, the effect of nonreciprocal parametric three-wave resonance was obtained. Conclusion. The results presented in the paper demonstrate a number of physical phenomena that are observed only in the magnetic metasurfaces with metallic (nonmagnetic and magnetic) inclusions.

Keywords: magnetic metasurfaces, left-handed media, spin waves, parametrical three-wave resonance, nonreciprocity.

*Acknowledgements*. We would like to aknowledge Ian Wellaway, the software engineer, for technical support in installation and expluatation of MaxLGG software. The work was supported by a grant from the Russian Science Foundation, project N 19-79-20121.

*For citation*: Amelchenko MD, Bir AS, Ogrin FYu, Odintsov SA, Romanenko DV, Sadovnikov AV, Nikitov SA, Grishin SV. Magnetic metasurfaces with metallic inclusions. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5):563–591. DOI: 10.18500/0869-6632-003007

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

### Введение

Метаматериалы представляют собой искусственно созданные среды, свойства которых отличаются от природных сред. Концепция создания метаматериалов базируется на использовании периодических структур из субволновых элементов, период которых T является намного меньше длины волны  $\lambda$ , то есть  $T \ll \lambda$ . Такие элементы создаются из различных материалов и их топологий, находящихся внутри или на поверхности природного материала, с помощью которых искусственно моделируется электрический или магнитный отклик среды. По всей видимости, одним из самых первых теоретически предсказанных [1,2] и экспериментально исследованных [3,4]

метаматериалов является, так называемая, «левая» среда [5], которая состоит из периодических включений в виде тонких металлических проволок и кольцевых разомкнутых резонаторов (КРР). Периодическая структура из тонких металлических проволок моделирует плазмонную среду, диэлектрические свойства которой описываются эффективной диэлектрической проницаемостью. В свою очередь, периодическая структура из КРР моделирует магнитные свойства среды, для описания которых вводится эффективная магнитная проницаемость. Искусственно созданные электрический и магнитный отклики среды меняют свой знак на характерных частотах, одна из которых определяется плазменной частотой плазмонной среды, а другая — резонансной частотой КРР. В левой среде векторы напряженности электрического и магнитного полей совместно с волновым вектором составляют левую тройку векторов, а эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости имеют отрицательные значения, поэтому левые среды часто называют дважды отрицательными средами. В таких средах возможно распространение обратной волны, векторы фазовой и групповой скоростей которой направлены противоположно друг другу.

Первоначально огромный интерес к метаматериалам был связан с реализацией в левой среде отрицательного показателя преломления [3] и созданием идеальных линз (так называемых линз Пендри) для получения изображений с субволновым разрешением ниже дифракционного предела Аббе [4]. Кроме того, адаптация неоднородного и анизотропного показателя преломления для получения покрытий, создающих эффект невидимости, то есть покрытий типа «плащаневидимки», указывало на еще одну возможность использования метаматериалов в практических целях [6]. Однако все эти потенциально перспективные применения метаматериалов столкнулись с затруднениями, связанными с сильной дисперсией и большими потерями на субволновых элементах в виде металлических структур. Кроме того, основной проблемой, возникающей при создании трехмерных (3D) метаматериалов, является сложность изготовления 3D-решетки из микро- и наноразмерных субволновых элементов [7]. В то же самое время планарные одномерные или двумерные (1D или 2D) метаматериалы, получившие название метаповерхностей [8–11], могут быть созданы с использованиям существующих технологий литографии и нанопечати, вследствие чего процесс изготовления метаповерхностей гораздо более прост, чем в случае их объемных аналогов.

Начиная с 2000-х годов как у нас в стране [12, 13], так и за рубежом [14–18], стала развиваться концепция управляемых магнитным полем дважды отрицательных сред, работающих как в микроволновом, так и в терагерцевом диапазонах частот. Для этих целей использовались магнетики, относящиеся к  $\mu$ -отрицательным средам, у которых магнитная проницаемость принимает отрицательные значения в определенном интервале частот, находящемся в микроволновом диапазоне в случае ферромагнетиков (ФМ) и в терагерцевом диапазоне в случае антиферромагнетиков (АФМ) [19]. Совмещение их свойств со свойствами  $\varepsilon$ -отрицательных сред, в качестве которых выступали периодические решетки из тонких проволок, давало возможность реализовать дважды отрицательные среды без использования дополнительных субволновых элементов в виде КРР. Для микроволнового диапазона применялись ФМ-материалы либо в виде пленок [13, 15] и пластин [16] железоиттриевого граната (ЖИГ), либо в виде ферритовых стержней [17] или пленок ВаМ ферритов и гексаферритов [18]. Для терагерцевого диапазона использовались ферритовые пленки LuBiIG [20] и АФМ [21].

В последнее время к метаматериалам начали относить и искусственные среды, у которых период структуры сравним с длиной волны, то есть  $T \sim \lambda$ . В таких метаматериалах волна с волновым числом, удовлетворяющим условию Брэгга ( $k_{\rm B} = \pi n/T$ , где n = 1, 2, 3... – номер брэгговского резонанса), отражается от периодической структуры и не проходит через среду. В результате на частотах брэгговских резонансов образуются так называемые полосы непропускания, которые являются аналогами запрещенных энергетических зон, существующих в кристаллической решетке любого твердого тела. Волны, на которых возможно реализовать подобные резонансы, имеют различную физическую природу. Это могут быть и световые вол-

ны, аналогами которых являются квазичастицы фотоны, и спиновые волны, аналогами которых являются квазичастицы магноны, а также звуковые волны, для которых аналогами выступают квазичастицы фононы. Метаматериалы, где условие Брэгга выполняется для световых волн, получили название фотонные кристаллы, для спиновых волн — магнонные кристаллы (МК), а для звуковых волн — фононные кристаллы [22]. Все перечисленные выше «-онные» кристаллы можно условно отнести к метаматериалам отражательного типа.

Для создания МК используются, как правило, пленки диэлектрического феррита — ЖИГ и металлического ферромагнетика — пермаллоя (Ру). Пленки ЖИГ обладают рекордно низкой шириной линии ферромагнитного резонанса (ФМР)  $\Delta H \le 0.5$  Э (время релаксации  $\tau_r \ge 0.2$  мкс) и относительно небольшой величиной намагниченности насыщения ( $M_0 = 140$  Гс). Напротив, пленки пермаллоя характеризуются значительно большей шириной линии  $\Phi MP \Delta H \cong 25...50 \ \Im$ (время релаксации  $\tau_r \ge 1...2$  нс) и величиной намагниченности насыщения ( $M_0 \cong 796$  Гс) [23]. Из-за указанных выше особенностей дипольные магнитостатические спиновые волны (МСВ) распространяются в пленках ЖИГ на расстояния порядка нескольких миллиметров, что используется для создания устройств функциональной обработки аналоговых сигналов в реальном времени. Пленки пермаллоя представляют потенциальный интерес для создания устройств нанометровых размеров, так как МСВ преодолевают в них расстояния не больше десятков микрометров. На сегодняшний день из указанных магнитных материалов созданы 1D и 2D магнитные метаповерхности [24–28], а также 3D магнонные кристаллы [29], физические свойства которых исследуются как с помощью микроволновых методов, так и с привлечением методов бриллюэновской спектроскопии. Частотно-избирательные свойства магнитных метаповерхностей представляют интерес для создания на их основе различных фильтрующих устройств, а их реконфигурируемые свойства находят применение в логических схемах [30]. Кроме того, наметилась тенденция продвижения МК из микроволнового в терагерцевый диапазон [31].

Помимо метаповерхностей, созданных из одного магнитного материала (однокомпонентные магнитные метаповерхности), в последнее время активно исследуются магнитные метаповерхности в виде комбинации двух магнитных материалов (бикомпонентные магнитные метаповерхности): Co/Py – 1D MK [32–34] и 2D MK [35–39], Py/Fe – 1D MK [40], ЖИГ/Py – 1D и 2D MK [28,41], ЖИГ/Со и ЖИГ/Со $_{20}$  Fe $_{60}$ B $_{20} - 2$ D МК [28], ЖИГ/полоски из наночастиц магнетита – 1D МК [42]. Интерес к таким искусственно созданным структурам обусловлен влиянием их магнитных свойств на спектр запрещенных зон МК, а также появлением у бикомпонентных магнитных метаповерхностей новых свойств, которыми не обладают однокомпонентные магнитные метаповерхности. Так, в бикомпонентных 1D МК, состоящих из периодически чередующихся нанополосок с разными магнитными свойствами, было установлено существование сильной обменной связи на интерфейсе Со/Ру, которая влияет на закрепление динамической намагниченности [34]. Исследования, проведенные с бикомпонентными 2D МК, показали, что их зонная структура гораздо богаче по сравнению с 1D МК из-за большой плотности мод и их последующей гибридизации. Кроме того, усложнение зонной структуры здесь обусловлено ярко выраженной неоднородностью внутреннего магнитного поля, возникающей из-за эффектов статического размагничивания [38]. Как правило, бикомпонентные 2D МК создаются на основе магнитной «матрицы» из одного магнитного материала и 2D-решетки из другого магнитного материала, которая встраивается в магнитную матрицу двумя способами. В первом случае магнитная матрица содержит 2D-решетку отверстий, в которых размещаются магнитные диски нанометровых размеров [35–39]. Во втором случае 2D-решетка либо из магнитных элементов квадратной/прямоугольной формы микронных размеров [41], либо из магнитных нанодисков [28] размещается непосредственно на поверхности магнитной матрицы. В зависимости от свойств магнитной матрицы и топологии магнитных включений в спектре СВ, бегущих в магнитной матрице, наблюдаются не только брэгговские резонансы, обусловленные отражением СВ от периодической структуры, но и частотные полосы поглощения, обусловленные резонансными свойствами самих магнитных включений [28, 41].

Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В.

При этом поглощение наблюдается для бегущих CB с длиной волны, намного превосходящей период структуры ( $T \ll \lambda$ ). Метаповерхность для таких длин бегущих CB является поглощающей.

Магнитные метаповерхности обладают уникальными нелинейными свойствами, связанными с развитием как трех-, так и четырехволновых нелинейных спин-волновых взаимодействий [43]. Так, четырехволновые нелинейные спин-волновые взаимодействия, обусловленные зависимостью амплитуды вектора макроскопической намагниченности от амплитуды вектора высокочастотного магнитного поля, используются, в основном, для формирования солитонов огибающей на частотах запрещенной зоны МК, где происходит сильное изменение дисперсии МСВ [44-46]. В свою очередь трехволновые нелинейные спин-волновые взаимодействия, обусловленные параметрическим возбуждением коротковолновых обменных СВ длинноволновой МСВ при достижении амплитудой последней определенного порогового значения, приводят к одновременному формированию на частотах распадающейся волны и параметрически возбуждаемых ею волн пространственновременных хаотических паттернов [47]. Необходимо отметить, что в отличие от оптических систем, где трехволновые параметрические процессы используются для генерации второй гармоники (параметрические процессы с повышением частоты) [48], в магнонике трехволновые параметрические процессы являются, как правило, процессами распада, то есть процессами с понижением частоты [49]. При этом параметрически возбужденные СВ могут участвовать и в трехволновых процессах слияния, в результате которых генерируются вторичные МСВ [50–52].

Еще одной отличительной особенностью параметрических трехволновых процессов в магнонике является их частотное ограничение, если в роли распадающейся волны выступает МСВ. В этом случае частотные границы параметрических трехволновых процессов зависят от направления и интенсивности внешнего постоянного магнитного поля, а также магнитных свойств материала [53]. Так, для магнитных метаповерхностей, выполненных на основе пленок ЖИГ, граничащих со свободным пространством, параметрические трехволновые процессы наблюдаются на частотах до 3.2 ГГц, если распадающейся волной является объемная МСВ (ОМСВ), и на частотах до 4.9 ГГц, если в роли распадающейся волны выступает поверхностная МСВ (ПМСВ). Влияние металла, находящегося вблизи поверхности пленки ЖИГ, приводит к расширению диапазона существования параметрических трехволновых взаимодействий только для ПМСВ. В этом случае они наблюдаются на частотах до 9.8 ГГц. Диапазон существования параметрических трехволновых процессов распада МСВ можно также расширить, если использовать пленки пермаллоя, обладающие существенно большей намагниченностью, чем пленки ЖИГ.

До настоящего времени исследования бикомпонентных магнитных метаповерхностей проводились в линейном режиме. Для изучения особенностей параметрического трехволнового нелинейного спин-волнового взаимодействия в таких метаповерхностях интерес представляет случай, когда два магнитных материала обладают сильно различными значениями намагниченности (например, ЖИГ/Ру или ЖИГ/Со [28,41]). В таких структурах в зависимости от напряженности внешнего постоянного магнитного поля параметрическое возбуждение коротковолновых СВ может осуществляться либо одновременно МСВ в ЖИГ-матрице и стоячими СВ в дисках из металлического ферромагнетика, либо только стоячими СВ в металлических ферромагнитных дисках. Важно отметить, что для металлических ферромагнитных дисков параметрическое возбуждение коротковолновых СВ ожидается только на частотах собственных резонансных мод дисков, попадающих в спектр МСВ и приводящих к возникновению полос поглощения. Кроме того, если в ЖИГ-матрице возбуждать ПМСВ, обладающую невзаимными свойствами [54], то в этом случае открывается возможность для исследования явления невзаимного параметрического спин-волнового резонанса в бикомпонентной магнитной метаповерхности.

В настоящей работе приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования линейных и нелинейных характеристик магнитных метаповерхностей, демонстрирующих необычные свойства, когда длина бегущей волны в магнитной матрице больше периода металлических (немагнитных и магнитных) включений.

# 1. Магнитная метаповерхность с немагнитными металлическими включениями

Рассмотрим поперечно намагниченную магнитную метаповерхность, состоящую из матрицы, выполненной из безграничного по всем трем направлениям магнитоупорядоченного материала, в объеме которого содержится 2D периодическая структура из тонких металлических (немагнитных) проволок с периодом T (рис. 1). Предполагается, что период структуры является намного меньше длины плоской электромагнитной волны (ЭМВ)  $\lambda$  ( $T \ll \lambda$ ), падающей по нормали к проволокам. Внешнее постоянное магнитное поле  $\overline{H}_0$  направлено вдоль проволок, а волновой вектор  $\vec{k}$  направлен перпендикулярно магнитному полю  $\vec{H}_0$  ( $\vec{k} \perp \vec{H}_0$ ). При таком виде намагничивания в магнетике существуют ЭМВ с линейной поляризацией [49]. В этом случае электрическое поле ЭМВ направлено вдоль оси проволок, а магнитное поле ЭМВ является ортогональным электрическому полю. Каждая проволока окружена слоем немагнитного диэлектрика, изолирующего проволоку от магнитной матрицы для сохранения у периодической проволочной структуры плазмонных свойств. Впервые такой метаматериал со свойствами дважды отрицательной среды был рассмотрен в работе [55], где магнитная матрица была выполнена из ферромагнетика. Радиус проволоки r<sub>1</sub> выбирался здесь намного меньше, чем период структуры T, а внешний радиус изолирующей оболочки  $r_2$  выбирался из условий, что  $r_2 \cong (r_1 T)^{1/2}$  и  $r_1 \ll r_2 \ll T$ . Необходимо отметить, что при продольном намагничивании, когда волновой вектор и вектор внешнего постоянного магнитного поля являются коллинеарными, ЭМВ обладают циркулярной поляризацией, что является недопустимым условием для дважды отрицательной среды, которое не учитывалось в [56].

Известно [19,53], что тензор высокочастотной магнитной проницаемости магнетика, намагниченного вдоль оси OZ ( $\overrightarrow{H}_0 \parallel OZ$ ), задается как

$$\overleftarrow{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & j\mu_a & 0 \\ -j\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \tag{1}$$



Рис. 1. Схематические изображения поперечно намагниченной магнитной метаповерхности (a) и 2D периодической структуры (вид сверху) из тонких проволок радиусом  $r_1$ , окруженных немагнитным изолятором радиусом  $r_2$  (b)

Fig. 1. The schemes of (a) a transversely magnetized magnetic metasurface and (b) the 2D periodic array (top view) consisting of the thin wires of a radius  $r_1$  cladded with nonmagnetic insulators of a radius  $r_2$ 

где диагональные µ и недиагональные µ<sub>a</sub> компоненты тензора являются частотно зависимыми величинами. Так, для ФМ

$$\mu = [\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2] / (\omega_H^2 - \omega^2),$$
  

$$\mu_a = \omega_M \omega / (\omega_H^2 - \omega^2),$$
(2)

где  $\omega_H = \gamma H_0$  — частота ФМ-резонанса при продольном намагничивании,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ ,  $4\pi M_0$  — намагниченность насыщения ФМ. Для АФМ с «легкой» осью анизотропии, совпадающей с осью OZ, компоненты тензора (1) примут следующий вид [57]:

$$\mu = 1 + 8\pi \gamma_s^2 M_s H_A(\omega_+ \omega_- - \omega^2) / [(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)],$$
  

$$\mu_a = 8\pi \gamma_s^2 M_s H_A \omega(\omega_- - \omega_+) / [(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)],$$
(3)

где  $\gamma_s$  — усредненный g-фактор;  $M_s$  — усредненная статическая намагниченность подрешеток;  $H_A$  — поле анизотропии;  $\omega_+ = \gamma_s(H_C + H_0)$ ,  $\omega_- = \gamma_s(H_C - H_0)$  — частоты АФМ-резонанса;  $H_C = [H_A(2H_E + H_A)]^{1/2}$  — поле «опрокидывания» подрешеток,  $H_E$  — поле однородного обменного взаимодействия между подрешетками.

При решении электродинамической задачи в приближении однородных плоских волн для TE-ЭMB, существующих в поперечно намагниченном безграничном магнитоупорядоченном метаматериале, получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$k = k_0 (\mu_{\text{eff}\perp} \varepsilon_{\text{eff}\perp})^{1/2}, \tag{4}$$

где k — волновое число ЭМВ в среде,  $k_0 = \omega/c$  — волновое число ЭМВ в вакууме,  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота, f — линейная частота,  $\mu_{\text{eff}\perp}$  — эффективная магнитная проницаемость поперечно намагниченного магнетика, которая определяется на основе следующего выражения [19]:

$$\mu_{\rm eff\perp} = (\mu^2 - \mu_a^2)/\mu,\tag{5}$$

 $\varepsilon_{\rm eff\perp}$  — эффективная диэлектрическая проницаемость поперечно намагниченного магнетика, которая в [14] имела следующий вид:

$$\varepsilon_{\text{eff}\perp} = \varepsilon_r [1 - \omega_{p\perp}^2 / (\omega^2 + i\alpha_\perp)], \tag{6}$$

$$\omega_{p\perp}^2 \cong 2\pi / \langle \varepsilon_f T^2 \mu_0 \ln(r_2/r_1) + \mu_{\text{eff}\perp} [\ln(T/r_2) - (3 + \ln 2 - \pi/2)/2] \rangle, \tag{7}$$

 $\alpha_{\perp} = \varepsilon_f \omega \omega_{p\perp}^2 / \sigma_{\text{eff}}, \ \varepsilon_f = \varepsilon_0 \varepsilon_r$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость магнетика,  $\varepsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$  — электрическая постоянная,  $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $\varepsilon_r$  — относительная диэлектрическая проницаемость магнетика,  $\sigma_{\text{eff}} = \pi r_1^2 \sigma / T^2$  — эффективная проводимость проволочной структуры,  $\sigma$  — электрическая проводимость проволоки. Выражение (6) было получено в предположении однородности плотности тока, протекающего через проволоку. Данное предположение выполняется, когда радиус проволоки является намного меньше глубины скин-слоя  $\delta$ , то есть  $r_1 \ll \delta = (2/\mu_0 \sigma \omega)^{1/2}$  [6].

Для поперечно намагниченного ФМ-метаматериала, условие, при котором  $\mu_{eff\perp} < 0,$  запишется как

$$\omega_{\perp} < \omega < \omega_{ar}, \tag{8}$$

где  $\omega_{\perp} = [\omega_H(\omega_H + \omega_M)]^{1/2}$  – частота ФМ-резонанса при поперечном намагничивании,  $\omega_{ar} = \omega_H + \omega_M$  – частота ФМ-антирезонанса.

Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

569

Условия, при которых  $\mu_{eff\perp} < 0$ , для АФМ-метаматериала запишутся как

$$\begin{aligned} &\omega_{\perp 1} < \omega < \omega_{ar1}, \\ &\omega_{\perp 2} < \omega < \omega_{ar2}, \end{aligned} \tag{9}$$

где  $\omega_{\perp 1,2} = [\pm(\omega_+ - \omega_-) + D_1^{1/2}]/2$  – две частоты АФМ-резонанса при поперечном намагничивании,  $\omega_{ar1,2} = [(\omega_+^2 + \omega_-^2 + 8\pi\gamma_s^2M_sH_A \pm D_2^{1/2})/2]^{1/2}$  – две частоты АФМ-антирезонанса,  $D_1 = (\omega_+ + \omega_-)^2 + 32\pi\gamma_s^2M_sH_A, D_2 = (\omega_+^2 + \omega_-^2 + 8\pi\gamma_s^2M_sH_A)^2 - 4\omega_+\omega_-(\omega_+\omega_- + 8\pi\gamma_s^2M_sH_A).$ 

На рис. 2 приведены частотные зависимости эффективных материальных параметров ФМ- и АФМ-метаматериала, рассчитанные на основе соотношений (5)–(7) с учетом выражений (2) и (3). Из представленных на рис. 2, *а* результатов расчета следует, что в случае ФМ-метаматериала существует одна область частот (показана заливкой), в которой  $\varepsilon_{\text{eff}\perp} < 0$  и  $\mu_{\text{eff}\perp} < 0$ . Данная частотная область находится в микроволновом диапазоне. В случае АФМ-метаматериала (рис. 2, *b*) таких областей две, и обе они находятся в терагерцевом диапазоне частот. Необходимо отметить, что предлагаемая к рассмотрению аналитическая модель дважды отрицательной среды на основе поперечно намагниченного магнитоупорядоченного материала, содержащего периодическую структуру из тонких немагнитных металлических проволок, окруженных изолирующими слоями, учитывает только временную дисперсию. Модель не учитывает пространственную дисперсию проволочной структуры [58], а также отражение ЭМВ от периодической структуры, как это делалось в [14].

На рис. 3 приведены дисперсионные характеристики (ДХ) ТЕ-ЭМВ, существующих в поперечно намагниченных ФМ и АФМ средах, а также в метаматериалах, созданных на основе данных сред. Расчеты ДХ ТЕ-ЭМВ выполнены на основе (4). Из представленных на рис. 3, *a*, *c* результатов следует, что в отсутствие 2D периодической структуры ( $\omega_{p\perp} = 0$ ), в ФМ-среде существуют две, а в АФМ-среде — три необыкновенные ТЕ-ЭМВ. В случае ФМ-среды одна из двух необыкновенных ТЕ-ЭМВ является медленной, а другая — быстрой. В случае АФМ-среды количество необыкновенных медленных ТЕ-ЭМВ увеличивается до двух. Все перечисленные необыкновенные ТЕ-ЭМВ находятся на частотах, где  $\mu_{eff\perp} > 0$  (см. рис. 2). Быстрая необыкновенная ТЕ-ЭМВ обладает частотой отсечки, которой в случае ФМ-среды соответствует частота  $\omega_{ar}$ ,



Рис. 2. Частотные зависимости эффективных магнитной  $\mu_{\text{eff}\perp}$  и диэлектрической  $\varepsilon_{\text{eff}\perp}$  проницаемостей для поперечно намагниченного ФМ-метаматериала (*a*) и АФМ-метаматериала (*b*). На (*a*) расчеты выполнены для  $M_0 = 139.3$  Гс, на (*b*) – для  $H_E = 515$  кЭ,  $H_A = 8$  кЭ,  $M_s = 560$  Гс. Во всех случаях  $T = 1.5 \times 10^{-3}$  см,  $r_1 = 10^{-5}$  см,  $r_2 = 1.2 \times 10^{-4}$  см,  $H_0 = 1$  кЭ и  $\varepsilon_r = 16$ 

Fig. 2. Effective permeability and permittivity versus frequency f are shown for transversely magnetized FM (*a*) and AFM (*b*) metamaterials. The magnetic parameters are used for (*a*)  $M_0 = 139.3$  G and for (*b*)  $H_E = 515$  kOe,  $H_A = 8$  kOe,  $M_s = 560$  G. For both cases, other parameters are  $T = 1.5 \times 10^{-3}$  cm,  $r_1 = 10^{-5}$  cm,  $r_2 = 1.2 \times 10^{-4}$  cm,  $H_0 = 1$  kOe and  $\varepsilon_r = 16$ 



Рис. 3. Дисперсионные характеристики необыкновенных быстрых (кривые l и l') и медленных (кривые 2, 3, 2'-5') ТЕ-ЭМВ, рассчитанные для поперечно намагниченных ФМ-среды (*a*) и ФМ-метаматериала (*b*), а также АФМ-среды (*c*) и АФМ-метаматериала (*d*). Расчеты выполнены для  $\omega_{p\perp} = 0$  (*a*, *c*) и для  $T = 1.5 \times 10^{-3}$  см,  $r_1 = 10^{-5}$  см,  $r_2 = 1.2 \times 10^{-4}$  см (*b*, *d*). Для ФМ-среды и ФМ-метаматериала  $M_0 = 139.3$  Гс. Для АФМ-среды и АФМ-метаматериала  $H_E = 515$  кЭ,  $H_A = 8$  кЭ,  $M_s = 560$  Гс. Во всех случаях  $H_0 = 1$  кЭ и  $\varepsilon_r = 16$ 

Fig. 3. The dispersion characteristics of extraordinary fast (curves *l* and *l'*) and slow (curves 2, 3, and 2'-5') TE-waves existing in the transversely magnetized FM medium (*a*) and FM metamaterial (*b*) as well as AFM media (*c*) and AFM metamaterial (*d*). The magnetic parameters used for (*a*, *b*)  $M_0 = 139.3$  G and for (*c*, *d*)  $H_E = 515$  kOe,  $H_A = 8$  kOe,  $M_s = 560$  G. For all cases, other parameters are  $T = 1.5 \times 10^{-3}$  cm,  $r_1 = 10^{-5}$  cm,  $r_2 = 1.2 \times 10^{-4}$  cm,  $H_0 = 1$  kOe and  $\varepsilon_r = 16$ 

а в случае АФМ-среды — частота  $\omega_{ar1}$ . У медленной необыкновенной ТЕ-ЭМВ в ФМ-среде и низкочастотной медленной необыкновенной ТЕ-ЭМВ в АФМ-среде частота отсечки отсутствует, а их предельными частотами являются частоты  $\omega_{\perp}$  и  $\omega_{\perp 2}$ , соответственно. У высокочастотной медленной необыкновенной ТЕ-ЭМВ в АФМ-среде частотой отсечки является частота  $\omega_{ar2}$ , а ее предельная частота определяется частотой  $\omega_{\perp 1}$ . Таким образом, медленные необыкновенные ТЕ-ЭМВ, существующие в поперечно намагниченных ФМ- и АФМ-средах, обладают только положительной (нормальной) дисперсией.

На рис. 3, b, d приведены ДХ ТЕ-ЭМВ, полученные при наличии внутри магнетика 2D периодической структуры из идеально проводящих проволок ( $\omega_{p\perp} \neq 0$  и  $\alpha_{\perp} = 0$ ), радиус которых является меньше глубины скин-слоя меди на частотах 3 ГГц для ФМ-метаматериала и 0.3 ТГц для AФМ-метаматериала. Видно, что в этом случае наблюдается вырождение прямых медленных ЭМВ в колебания на частотах  $\omega_{\perp}$  (для ФМ-метаматериала) и  $\omega_{\perp 1,2}$  (для AФМ-метаматериала), так как в полосе частот существования этих волн  $\mu_{eff\perp} > 0$ , а  $\varepsilon_{eff\perp} < 0$  (см. рис. 2). Частота отсечки быстрой ЭМВ перестает соответствовать частоте  $\omega_{ar}$  (для ФМ-метаматериала) и частоте  $\omega_{ar1}$  (для АФМ-метаматериала) и смещается в более высокочастотную область, где  $\mu_{eff\perp} > 0$  и  $\varepsilon_{eff\perp} > 0$ . Наиболее

интересным результатом является появление медленных ЭМВ с отрицательной (аномальной) дисперсией, находящихся в частотных диапазонах, где  $\mu_{eff\perp} < 0$  и  $\varepsilon_{eff\perp} < 0$  (см. рис. 2). В случае ФМ-метаматериала такая обратная ЭМВ одна и находится в микроволновом диапазоне, а в случае АФМ-метаматериала таких обратных ЭМВ две, и обе они находятся в терагерцевой области. Необходимо отметить, что на частотах, где  $\mu_{eff\perp} < 0$ , эффективная диэлектрическая проницаемость среды может быть как меньше, так и больше нуля (см. рис. 2). В связи с этим каждая обратная ЭМВ занимает только часть диапазона частот, в котором  $\mu_{eff\perp} < 0$ .

Для подтверждения существования в поперечно намагниченном магнитном метаматериале обратных ЭМВ, предсказываемых аналитической теорией, было проведено численное моделирование ФМ-метаматериала с помощью электродинамического пакета программ MaxLLG [59]. Особенностью данного пакета является совместное решение уравнений Максвелла и уравнения движения вектора намагниченности, известного как уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ), для расчета характеристик различных магнитных устройств. В основе работы пакета программ лежит метод конечных разностей во временной области. В работе [60] был разработан алгоритм расчёта дискретного уравнения ЛЛГ с учётом анизотропии и обменных полей внутри сетки FDTD, который используется в программе MaxLLG.

Вначале проводилось моделирование однородной ФМ-среды, для которой в программе MaxLLG была создана модель безграничного по всем направлениям поперечно намагниченного ферромагнетика. Векторы внешнего постоянного магнитного поля и намагниченности направлены вдоль оси 0Z, а ЭМВ распространяется вдоль оси 0Y. ФМ-среда предполагается однородной по всей длине распространения ЭМВ. Изображение поперечного сечения анализируемой структуры приведено на рис. 4, *a*, где размеры структуры заданы в пикселях (рх). Зелёный квадрат размером  $5 \times 5$  рх представляет собой поперечное сечение ФМ-среды, а окружающая его область синего цвета — дополнительное пространство со свойствами вакуума, предназначенное для поглощения возможных неустойчивостей, возникающих в численной схеме (по 15 рх вправо и влево от зеленого квадрата по оси 0X и по 6 рх вверх и вниз от зеленого квадрата по оси 0Z). Так как рассматривается безграничная ФМ-среда, то были заданы периодические граничные условия на границах области ФМ-среды по всем трём направлениям.

На рис. 4, *с* изображены результаты численного моделирования ДХ ТЕ-ЭМВ, поверх которых наложены аналогичные зависимости, полученные на основе решения аналитического выражения (4) при  $\omega_{p\perp} = 0$  для тех же параметров ФМ-среды. Видно, что в численном эксперименте также существуют две ТЕ-ЭМВ с нормальной дисперсией, одна из которых является быстрой, а другая медленной. У быстрой ТЕ-ЭМВ частота отсечки соответствует частоте  $f_{ar}$ . У медленной ТЕ-ЭМВ частота отсечки отсутствует, а предельная частота равна частоте ФМ-резонанса  $f_{\perp}$ . Можно видеть полное совпадение между ДХ ЭМВ, полученных в результате численного моделирования и по аналитической модели, что говорит о корректной работе программного пакета MaxLLG.

Далее приводятся результаты численного моделирования ФМ-метаматериала, схематическое изображение которого приведено на рис. 4, *b*. При построении численной модели вместо цилиндрических отверстий и проволочек использовались отверстия и проволочки квадратной формы, что не оказывало заметного влияния на свойства плазмонной структуры. Электропроводность проволок задавалась достаточно высокой для уменьшения потерь в них ( $\sigma = 10^8$  См/м). Элементы трехмерной модели имели следующие размеры:  $2r_1 = 3$  рх,  $2r_2 = 6$  рх, T = 20 рх. В качестве изолирующего слоя, отделяющего проволоки от влияния магнитных полей ФМ-среды, использовался вакуум. Расчёт полей в ФМ-метаматериале проводился при тех же условиях, что и в однородной ФМ-среде.

На рис. 4, *d* приведены результаты расчётов спектров ТЕ-ЭМВ ФМ метаматериала, полученных в программном пакете MaxLLG и на основе решения аналитического выражения (4) при  $\omega_{p\perp} \neq 0$ . Из представленных результатов следует, что в спектре ЭМВ появляется медленная обратная волна, находящаяся в полосе частот, где эффективные материальные параметры

Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



Рис. 4. *a* — Изображение поперечного сечения ФМ-среды (зеленый квадрат) и окружающей ее области со свойствами вакуума (синие элементы) в программе MaxLLG; *b* — трехмерная численная модель ФМ-метаматериала, созданная с помощью программного обеспечения FreeCad. *c*, *d* — ДХ быстрой и медленной ЭМВ в ФМ-среде (*c*) и ФМ-метаматериале (*d*), рассчитанные в программе MaxLLG (желтые линии) и на основе аналитической теории (красные линии). Расчеты выполнены для  $H_0 = 1$  кЭ,  $M_0 = 139.3$  Гс,  $T = 1.5 \times 10^{-3}$  см,  $r_1 = 10^{-5}$  см,  $r_2 = 1.2 \times 10^{-4}$  см,  $\sigma = 10^8$  См/м и  $\varepsilon_r = 16$  (цвет online)

Fig. 4. a — The picture of a homogeneous FM medium cross section (the green square) and vacuum surrounding it (the blue area) uploaded to MaxLLG. b — The picture of a FM metamaterial model created with FreeCad. c, d — The dispersion characteristics of fast and slow electromagnetic waves existing in the homogeneous FM medium (c) and the FM metamaterial (d) that are obtained with the use of MaxLLG (yellow curves) and analytical theory (red curves). The calculation parameter values are  $H_0 = 1$  kOe,  $M_0 = 139.3$  G,  $T = 1.5 \times 10^{-3}$  cm,  $r_1 = 10^{-5}$  cm,  $r_2 = 1.2 \times 10^{-4}$  cm,  $\sigma = 10^8$  S/m and  $\varepsilon_r = 16$  (color online)

среды являются дважды отрицательными (см. рис. 2). Как следует из предсказаний аналитической теории, обратная ЭМВ занимает не всю полосу частот, где  $\mu_{eff\perp} < 0$ , а ограничивается полосой частот  $\Delta f \approx 1.2$  ГГц, где  $\mu_{\rm eff\perp} < 0$  и  $\varepsilon_{\rm eff\perp} < 0$ . Помимо этого, у ДХ низкочастотной медленной ЭМВ с нормальной дисперсией появляется частота отсечки, а ДХ быстрой ЭМВ, рассчитанной по аналитической модели, смещается в более высокочастотный диапазон. Необходимо отметить, что в случае обратной медленной ЭМВ, расхождение в значениях частот отсечек, полученных в результате численного моделирования и по аналитической теории, не превышает 4%. Наблюдаемые расхождения обусловлены тем, что при построении теоретической модели не учитывалось влияние пространственной дисперсии периодической проволочной структуры, как это делалось, например, в [58]. Еще одним важным результатом, полученным в рамках численного моделирования в программном пакете MaxLLG, является наличие на ДХ ЭМВ периодически повторяющихся областей, соответствующих брэгговским резонансам. Так, первому брэгговскому резонансу (n = 1) здесь соответствует теоретически рассчитанное значение волнового числа  $k_{\rm B1}/(2\pi) = 2.5$  см<sup>-1</sup>. На ДХ ЭМВ, полученных по аналитической модели, такие резонансы отсутствуют, так как электродинамическая модель строилась в приближении эффективных материальных параметров среды.

Таким образом, представленные в данном разделе результаты свидетельствуют о возможности создания на основе ФМ- и АФМ-сред с металлическими немагнитными включениями магнитных метаповерхностей, обладающих свойствами дважды отрицательных сред не только в микроволновом, но и в терагерцевом диапазонах частот. Уникальной особенностью АФМметаповерхностей является одновременное наличие у них двух диапазонов частот, в которых материальные параметры среды являются дважды отрицательными.

## 2. Магнитная метаповерхность с магнитными металлическими включениями

В данном разделе приводятся экспериментальные результаты и результаты микромагнитного моделирования линейных и нелинейных характеристик бикомпонентной магнитной метаповерхности, у которой металлические магнитные включения в виде дисков располагаются на одной из поверхностей ЖИГ-волновода. ЖИГ-волновод длиной 15 мм и шириной 4 мм выполнен из пленки ЖИГ толщиной 10 мкм и с намагниченностью насыщения  $M_0 = 139.3$  Гс. Пленка ЖИГ выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) толщиной 500 мкм. 2D-решетка из пермаллоевых дисков сформирована на поверхности пленки ЖИГ площадью  $(4 \times 4)$  мм<sup>2</sup> с использованием методов магнетронного напыления, жидкостного травления, оптической литографии и взрывной (lift-off) фотолитографии. В процессе изготовления использовался многофункциональный сверхвысоковакуумный комплекс магнетронного осаждения и установка магнетронного напыления на основе вакуумного поста ВУП-5М центра коллективного пользования Института физики микроструктур РАН, Нижний Новгород (рис. 5). Были изготовлены решетки пермаллоевых дисков с диаметром D = 3...50 мкм, периодом T = 6...100 мкм, намагниченностью насыщения  $M_0 = 796$  Гс и высотой h = 210 нм, которая превышает глубину скин-слоя. Фрагмент одной из изготовленных бикомпонентных магнитных метаповерхностей приведен на рис. 6, а.

Измерения модуля и фазы коэффициента передачи бикомпонентной магнитной метаповерхности проводились с помощью векторного анализатора цепей PNA E8362C. Для возбуждения



Рис. 5. Внешний вид многофункционального сверхвысоковакуумного комплекса магнетронного осаждения и установки магнетронного напыления

Fig. 5. The external view of the multifunctional ultra-high-vacuum magnetron deposition complex and the magnetron deposition setup

и приема МСВ, бегущих в ЖИГ-волноводе, использовались входной и выходной микрополосковые преобразователи шириной 50 мкм, которые с одного конца закорочены на землю, а с другого конца подключены к генератору и нагрузке (рис. 6, b). Микрополосковые преобразователи такой ширины способны возбуждать МСВ с минимальной длиной волны 100 мкм [41], которая сравнима с максимальным значением периода Т и намного больше его минимального значения. 2D-решетка из пермаллоевых дисков расположена симметрично между микрополосковыми преобразователями, которые разнесены друг относительно друга на расстояние 7 мм. Внешнее постоянное магнитное поле Но прикладывалось касательно к поверхности бикомпонентной магнитной метаповерхности и ортогонально направлению распространения МСВ. При такой конфигурации поля в ЖИГволноводе распространяется ПМСВ.

На рис. 7 приведены амплитудночастотные характеристики (АЧХ) спин-волновой линии передачи на основе бикомпонентной магнитной метаповерхности с максимальными



Рис. 6. a — Фотография фрагмента бикомпонентной магнитной метаповерхности, полученная с помощью электронного микроскопа. b — Схематическое изображение спин-волновой линии передачи на основе бикомпонентной магнитной метаповерхности

Fig. 6. a — The photograph of the bicomponent magnetic metasurface fragment obtained using an electron microscope. b — The scheme of the spin-wave transmission line based on the bicomponent magnetic metasurface



Рис. 7. АЧХ спин-волновой линии передачи на основе бикомпонентной магнитной метаповерхности с D = 50 мкм и T = 100 мкм, демонстрирующие управление полосами непропускания в диапазоне частот 3...6 ГГц (*a*) и 6...9 ГГц (*b*) за счет изменения напряженности поля  $H_0$ , Э: 578 (кривая 1), 691 (2), 847 (3), 1015 (4), 1169 (5), 1420 (6), 1550 (7), 1635 (8), 1745 (9), 1850 (10), 1955 (11), 2055 (12), 2155 (13) и 2270 (14). Красной и синей стрелками на (*a*) показаны полосы непропускания, трансформация которых происходит по первому сценарию, а зеленой, бордовой и фиолетовой стрелками на (*a*, *b*) показаны полосы непропускания, трансформация которых происходит по второму сценарию (цвет online)

Fig. 7. The AFC of the spin-wave transmission line based on the bicomponent magnetic metasurface with  $D = 50 \,\mu\text{m}$  and  $T = 100 \,\mu\text{m}$ , demonstrating the stopband control in the frequency range 3...6 GHz (a) and 6...9 GHz (b) due to a change in the strength field  $H_0$ , Oe: 578 (curve 1), 691 (2), 847 (3), 1015 (4), 1169 (5), 1420 (6), 1550 (7), 1635 (8), 1745 (9), 1850 (10), 1955 (11), 2055 (12), 2155 (13) and 2270 (14). In (a), the red and blue arrows show the stopbands, the transformation of which occurs according to the first scenario. In (a), (b), the green, maroon and purple arrows show the stopbands, the transformation of which occurs according to the second scenario (color online)

значениями диаметра дисков и периода решетки, измеренные при различных напряженностях поля  $H_0$ . Из представленных экспериментальных результатов следует, что в полосе возбуждения бегущей ПМСВ, которая определяет полосу пропускания спин-волновой линии передачи, наблюдаются несколько полос непропускания. Им соответствуют волновые числа ПМСВ, значения которых, как будет показано далее, гораздо меньше брэгговского волнового числа  $k_{\rm B1} = 314$  рад/см (n = 1). Кроме того, появление полос непропускания в спектре ПМСВ происходит по двум сценариям. Так, при относительно небольших значениях поля  $H_0$ , когда полоса пропускания спин-волновой линии передачи перестраивается в диапазоне частот 3...6 ГГц (рис. 7, а), на ее высокочастотном крае появляются вначале одна (кривая 1), а затем две (кривая 2) полосы непропускания, которые с увеличением напряженности поля  $H_0$  полностью исчезают, стремясь к низкочастотной отсечке ПМСВ. Одновременно с этим вблизи низкочастотного края полосы пропускания ПМСВ появляется третья полоса непропускания (кривая 3), которая с ростом значения поля  $H_0$  начинает сдвигаться вверх по частоте (кривые 4 и 5). При больших напряженностях магнитного поля, когда полоса пропускания спин-волновой линии передачи перестраивается в диапазоне частот 6...9 ГГц (рис. 7, b), уровень подавления сигнала в оставшейся полосе непропускания увеличивается (кривые 6 и 7), а с низкочастотного края от нее появляется вторая (кривые 8-12), а затем и третья (кривые 13 и 14) полосы непропускания. В отличие от первого сценария, когда полосы непропускания, сдвигаясь к низкочастотному краю полосы ПМСВ, полностью исчезают с увеличением значения поля H<sub>0</sub>, согласно второму сценарию полосы непропускания сдвигаются в сторону высокочастотного края полосы ПМСВ и не исчезают при увеличении поля до  $H_0 = 2270$  Э. Уменьшение периода структуры со 100 мкм до 6 мкм и диаметров дисков с 50 мкм до 3 мкм приводит к исчезновению первого сценария. Здесь наблюдаются лишь низкочастотные полосы непропускания, которые смещаются в сторону высокочастотной отсечки полосы ПМСВ с увеличением напряженности магнитного поля. Как будет показано далее, наблюдаемые нами в эксперименте полосы непропускания являются полосами поглощения, возникающими в результате возбуждения одного из резонансных типов колебаний пермаллоевых резонаторов посредством ПМСВ, бегущей в ЖИГ-волноводе. Необходимо отметить, что в работе [41] полосы поглощения хорошо идентифицировались лишь при нарушении ортогональности между волновым вектором ПМСВ и вектором внешнего постоянного магнитного поля.

Дисперсионные характеристики ПМСВ, бегущей в ЖИГ-волноводе с 2D-решеткой из пермаллоевых дисков, рассчитывались по измеренным фазочастотным характеристикам аналогично тому, как это было сделано в [41]. На рис. 8 приведены зависимости волновых чисел ПМСВ, которым соответствуют центральные частоты полос непропускания, от величины внутреннего магнитного поля  $H_i = H_0 + H_a$  (где  $H_a$  — поле анизотропии). Видно, что во всех случаях волновое число ПМСВ является меньше  $k_{B1}$  и практически линейно зависит от величины поля  $H_i$ . Это доказывает, что наблюдаемые в эксперименте полосы непропускания формируются на длинах ПМСВ, значительно превышающих брэгговскую длину волны, и не являются результатом отражения бегущей ПМСВ от периодической структуры.

Для подтверждения механизма формирования полос непропускания за счет попадания одной из собственных мод пермаллоевого диска в полосу ПМСВ, бегущей в ЖИГ-волноводе, было проведено микромагнитное моделирование частотных характеристик одиночного пермаллоевого диска и ЖИГ-волновода с помощью программного пакета MuMax3. При моделировании использовалась модификация метода конечных элементов [61], которая заключалась в решении уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта методом Дормана–Принса [62]. При моделировании ПМСВ в ЖИГ-волноводе, для уменьшения отражений сигнала от границ расчётной области, на краях системы были введены регионы с увеличивающимся в геометрической прогрессии коэффициентом затухания.

На рис. 9 приведен частотный спектр собственных мод пермаллоевого диска. Из представленных на рис. 9, *а* результатов следует, что пермаллоевый диск является магнитным резонатором,

Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В.



Рис. 8. Зависимости волновых чисел ПМСВ k, соответствующих центральным частотам двух высокочастотных (a) и двух низкочастотных (b) полос непропускания бикомпонетной магнитной метаповерхности, от величины внутреннего магнитного поля  $H_i$ 

Fig. 8. The dependences of the MSSW wave numbers k, corresponding to the central frequencies of two high-frequency (*a*) and two low-frequency (*b*) stopbands of the bicomponent magnetic metasurface, on the internal magnetic field value  $H_i$ 



Рис. 9. АЧХ пермаллоевого диска с D = 50 мкм, h = 200 нм и  $M_0 = 796$  Гс, находящегося во внешнем постоянном магнитном поле  $H_0 = 1420$  Э, (*a*) и сравнение ее с АЧХ ЖИГ-волновода (оранжевая кривая), параметры которого также взяты из эксперимента (*b*); карты распределения квадрата амплитуды намагниченности  $m^2$ , смоделированные на частотах  $f_1 = 6.325$  ГГц (*c*),  $f_0 = 10.7$  ГГц (*d*),  $f_2 = 14.55$  ГГц (*e*) и  $f_3 = 16.0$  ГГц (*f*) для пермаллоевого диска; распределение внутреннего магнитного поля пермаллоевого диска (*g*) (цвет online)

Fig. 9. The AFC of a permalloy disk with  $D = 50 \ \mu m$ ,  $h = 200 \ nm$  and  $M_0 = 796 \ G$ , located in the external static magnetic field  $H_0 = 1420 \ Oe$ , (a) and its comparison with a YIG waveguide AFC (orange curve), the parameters of which are also taken from the experiment (b); the distribution maps of the magnetization amplitude square  $m^2$  simulated at frequencies  $f_1 = 6.325 \ GHz$  (c),  $f_0 = 10.7 \ GHz$  (d),  $f_2 = 14.55 \ GHz$  (e), and  $f_3 = 16.0 \ GHz$  (f) for a permalloy disk; the internal magnetic field distribution of the permalloy disk (g) (color online)

частота f<sub>0</sub> основного (фундаментального) типа колебаний которого, в отличие от традиционного (немагнитного) резонатора, не является наименьшей. При поперечном намагничивании она находится вблизи частоты  $f_{\perp} = \sqrt{f_H(f_H + f_M)} = 11.275$  ГГц, а частоты последующих типов колебаний (см. рис. 9, a, c-f) могут располагаться как выше по частоте, приходясь на частотный спектр ПМСВ для пермаллоя, так и ниже по частоте, приходясь на частотный спектр ООМСВ для пермаллоя. Такая особенность магнитного резонатора обусловлена наличием у него сильно неоднородного внутреннего магнитного поля (см. рис. 9, g), распределением и величиной которого можно управлять, изменяя диаметр резонатора и напряженность внешнего постоянного магнитного поля. От величины последнего зависит также и частотное расположение спектра ПМСВ, распространяющейся в ЖИГ-волноводе (см. рис. 9, b). Подбирая магнитные параметры системы, можно добиться такой ситуации, когда некоторые из собственных мод магнитного резонатора будут попадать в спектр бегущей ПМСВ. Как следует из результатов, представленных на рис. 9, b, при  $H_0 = 1420$  Э в полосу ПМСВ попадает как минимум одна из собственных мод пермаллоевого резонатора, возбуждение которой поверхностной МСВ приводит к поглощению энергии последней и к образованию на данной частоте полосы непропускания. Необходимо отметить, что и в эксперименте при том же значении поля в спектре ПМСВ наблюдается всего одна полоса непропускания (см. рис. 7, b -кривая 6).

Результаты моделирования АЧХ ЖИГ-волновода и одиночного пермаллоевого диска при изменении напряженности поля  $H_0$  приведены на рис. 10. Видно, что при увеличении напряженности магнитного поля частотные спектры пермаллоевого диска и ЖИГ-волновода смещаются вверх по частоте. Однако резонансная частота одной из собственных мод пермаллоевого диска смещается сильнее, чем полоса ПМСВ, что соответствует второму сценарию поведения полосы непропускания, наблюдаемому в эксперименте на этих частотах.

Помимо управления полосами поглощения бикомпонентных магнитных метаповерхностей, осуществляемого в линейном режиме за счет изменения напряженности поля  $H_0$ , были проведены экспериментальные исследования амплитудных характеристик метаповерхностей в нелинейном режиме. Исследования проводились на частотах, где трехволновые нелинейные спин-волновые взаимодействия были разрешены как для ЖИГ-волновода, так и для пермаллоевых дисков, а также на частотах, где трехволновые нелинейные спин-волновые взаимодействия были запрещены для ПМСВ, бегущих в ЖИГ-волноводе (разрешены только четырехволновые нелинейные спинволновые взаимодействия), но разрешены для мод стоячих ООМСВ в пермаллоевых дисках. Для первого случая были выбраны частоты ниже 4 ГГц, а для второго случая — немного выше 5 ГГц.



Рис. 10. АЧХ пермаллоевого диска с D = 3 мкм (синяя кривая) и ЖИГ-волновода (красная кривая), рассчитанные для нескольких значений внешнего постоянного магнитного поля  $H_0$ : 847 Э (*a*), 1420 Э (*b*) и 1745 Э (*c*). Пунктирной линией на всех рисунках показана частота одной из собственных мод пермаллоевого диска

Fig. 10. The AFCs of a permalloy disk with  $D = 3 \mu m$  (blue curve) and a YIG waveguide (red curve) calculated for several values of the external static magnetic field  $H_0$ : 847 Oe (*a*), 1420 Oe (*b*) and 1745 Oe (*c*). In all AFCs, the dotted line shows the frequency of one of the eigenmodes of the permalloy disk



Рис. 11. АЧХ (a, b) и мощностные характеристики (c, d) спин-волновой линии передачи на основе бикомпонентной магнитной метаповерхности, измеренные при двух значениях поля  $H_0$ : 530 Э (a, c) и 1190 Э (b, d). Измерения выполнены для метаповерхности с диаметром и периодом пермаллоевых дисков D = 50 мкм и T = 100 мкм (цвет online)

Fig. 11. The AFCs (a, b) and power characteristics (c, d) of the spin-wave transmission line based on the bicomponent magnetic metasurface, measured at two values of the field  $H_0$ : 530 Oe (a, c) and 1190 Oe (b, d). The measurements were carried out for the metasurface with the diameter and period of the permalloy disks  $D = 50 \ \mu m$  and  $T = 100 \ \mu m$  (color online)

Результаты, полученные для двух случаев, приведены на рис. 11. Из представленных на рис. 11, *a*, *c* результатов следует, что создание на поверхности пленки ЖИГ 2D-структуры из пермаллоевых дисков приводит к существенному изменению пороговых уровней падающей мощности, при которых начинают развиваться трехволновые нелинейные процессы распада ПМСВ, бегущей в ЖИГ-волноводе. Так, для спин-волновой линии передачи на основе однородной пленки ЖИГ пороговые уровни падающей мощности, измеренные на разных частотах ПМСВ, являются минимальными и им соответствуют значения -21... - 19 дБм. Они возрастают с увеличением плотности размещения магнитных дисков на заданной площади ЖИГ-волновода до значений -15... - 13 дБм (см. рис. 11, *c*). В то же самое время, как следует из результатов, представленных на рис. 11, *b*, *d*, если в ЖИГ-волноводе реализуются только четырехволновые нелинейные спинволновые взаимодействия, то уровни падающей мощности (измерены по уровню отклонения в 1 дБ от линейного случая), при которых эти взаимодействия развиваются, имеют гораздо большие значения (+12... + 16 дБм), чем в случае трехволновых взаимодействия.

Исследование спектров и пространственного распределения интенсивности спин-волновых возбуждений как на основной частоте (частота ПМСВ, бегущей в ЖИГ-волноводе), так и на

Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

вдвое меньших частотах (частоты параметрически возбуждаемых CB) проводилось с использованием установки мандельштам-бриллюэновского рассеяния света (MБРС, MBLS). Данная установка состоит из шестипроходного интерферометра Фабри-Перо Scientific Instruments TFP-I и одномодового твердотельного лазера Excelsior-532 Spectra-Physics с длиной волны 532 нм и шириной линии генерации 8 МГц. Использование данной установки дает возможность получать информацию о локальной динамике намагниченности за счет сфокусированного лазерного пятна диаметром 25 мкм на поверхности образца. Динамика намагниченности изучалась в геометрии квазиобратного рассеяния света при комнатной температуре 295 К. Для выполнения требования отсутствия термического изменения свойств измеряемого образца мощность лазерного излучения, подаваемого на образец, составляла 1 мВт в пятне. Исследование рассеянного света производилось при различных значениях расстояния между зеркалами тандемной схемы.

На рис. 12 приведена АЧХ спин-волновой линии передачи на основе бикомпонентной магнитной метаповерхности, измеренная с помощью анализатора цепей в области частот, где трехволновые параметрические спин-волновоые взаимодействия для ПМСВ, бегущей в ЖИГ-волноводе, запрещены. Видно, что в линейном режиме в спектре ПМСВ находятся две полосы поглощения с центральными частотами  $f_{p2} = 6.224$  ГГц и  $f_{p4} = 6.258$  ГГц. Изменение направления магнитного поля на противоположное ( $H_0 = -1400$  Э) приводит к изменению не только уровня ослабления сигнала, но и частотного расположения полос поглощения в спектре ПМСВ. Теперь только одна полоса поглощения с центральной частотой  $f_{p3} = 6.243$  ГГц наблюдается в спектре ПМСВ.



Рис. 12. АЧХ спин-волновой линии передачи на основе бикомпонентной магнитной метаповерхности с 2D-решеткой из пермаллоевых дисков с D = 50 мкм и T = 100 мкм, измеренные в линейном режиме для напряженности внешнего постоянного магнитного поля  $H_0 = 1400$  Э (синяя кривая) и  $H_0 = -1400$  Э (зеленая кривая). Красной пунктирной линией показана АЧХ спин-волновой линии передачи на основе однородной пленки ЖИГ. Пунктирными линиями показаны частоты для МБРС эксперимента (цвет online)

Fig. 12. The AFCs of the spin-wave transmission line based on the bicomponent magnetic metasurface with the 2D lattice of the permalloy disks with  $D = 50 \ \mu m$  and  $T = 100 \ \mu m$ , measured in the linear mode for the strength of the external static magnetic field  $H_0 = 1400$  Oe (blue curve) and  $H_0 = -1400$  Oe (green curve). The AFC of the spin-wave transmission line based on the homogeneous YIG film is marked by the red dotted line. The dotted lines show the frequencies for the MBLS experiment (color online) Объяснение этому следующее. При противоположном направлении поля Н<sub>0</sub> ПМСВ начинает эффективно распространяться вдоль противоположной поверхности ЖИГ-волновода, которая не граничит с решеткой из пермаллоевых дисков. В результате этого происходит изменение не только дисперсии ПМСВ, но и внутреннего магнитного поля как в самом ЖИГ-волноводе, так и в пермаллоевых дисках, контактирующих с его поверхностью. В этом случае собственным модам пермаллоевых дисков начинают соответствовать другие волновые числа ПМСВ, бегущей в ЖИГ-волноводе, и, как следствие этого, полосы поглощения будут наблюдаться на других частотах. Кроме того, спектр ПМСВ при двух направлениях магнитного поля находится на частотах выше 4.9 ГГц, где для ПМСВ, распространяющейся в свободной пленке ЖИГ, трехволновые процессы распада запрещены [53]. Однако для пермаллоя трехволновые процессы распада стоячих ООМСВ будут разрешены, так как эти процессы наблюдаются на частотах вплоть до 18.7 ГГц.

Параметрическое возбуждение CB исследовалось для частот ПМСВ, находящихся как за пределами полос поглощения, так и на их центральных частотах. Из представленных на рис. 13 результатов следует, что при

Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



Рис. 13. Пространственные распределения намагниченности ПМСВ (левые панели на (a-d)) и параметрически возбуждаемых СВ (правые панели на (a-d)) бикомпонентной магнитной метаповерхности с 2D-решеткой из пермаллоевых дисков с D = 50 мкм и T = 100 мкм, измеренные с помощью установки МБРС. Распределения получены для напряженности внешнего постоянного магнитного поля  $H_0 = 1400$  Э и следующих значений частот ПМСВ и СВ:  $f_{p1} = 6.193$  ГГц и  $f_{p1}/2$  (a),  $f_{p2} = 6.224$  ГГц и  $f_{p2}/2$  (b),  $f_{p3} = 6.243$  ГГц и  $f_{p3}/2$  (c),  $f_{p4} = 6.258$  ГГц и  $f_{p4}/2$  (d). На всех частотах ПМСВ мощность сигнала на входе спин-волновой линии передачи +30 дБм

Fig. 13. The spatial distributions of the MSSW magnetization (left panels in (a-d)) and parametrically excited SWs (right panels in (a-d)) of the bicomponent magnetic metasurface with the 2D lattice of the permalloy disks with  $D = 50 \mu m$  and  $T = 100 \mu m$ , measured using the MBLS setup. The distributions were obtained for the strength of the external static magnetic field  $H_0 = 1400$  Oe and the following MSSW and SW frequencies:  $f_{p1} = 6.193$  GHz and  $f_{p1}/2$  (a),  $f_{p2} = 6.224$  GHz and  $f_{p2}/2$  (b),  $f_{p3} = 6.243$  GHz and  $f_{p3}/2$  (c),  $f_{p4} = 6.258$  GHz and  $f_{p4}/2$  (d). At all MSSW frequencies, the signal power at the input of the spin-wave transmission line is +30 dBm

 $H_0 = 1400$  Э параметрическое возбуждение CB наблюдается на частотах  $f_{p2}/2$  и  $f_{p4}/2$ , когда частоты ПМСВ  $f_{p2}$  и  $f_{p4}$  соответствуют центральным частотам полос поглощения, на которых параметрическое возбуждение CB осуществляется одной из собственных мод колебаний пермаллоевых дисков. На частотах ПМСВ  $f_{p1}$  и  $f_{p3}$ , находящихся вне указанных полос поглощения, параметрическое возбуждение CB на частотах  $f_{p1}/2$  и  $f_{p3}/2$  отсутствует.

Изменение частот у собственных мод пермаллоевых дисков при изменении направления внешнего постоянного магнитного поля на противоположное приводит к изменению условий параметрического резонанса. Так, на частотах  $f_{p2}$  и  $f_{p4}$ , на которых при поле  $H_0 = 1400$  Э, находились полосы поглощения и существовал параметрический резонанс для стоячих ООМСВ в пермаллоевых дисках, при поле  $H_0 = -1400$  Э полосы поглощения на указанных частотах отсутствуют, а параметрический трехволновый резонанс для ПМСВ, бегущей в ЖИГ-волноводе, запрещен. В то же самое время, как следует из результатов, представленных на рис. 12, рис. 13 и рис. 14, на частоте  $f_{p3}$ , на которой при поле  $H_0 = 1400$  Э отсутствовали как полоса поглощения,



Рис. 14. Пространственные распределения намагниченности ПМСВ (левая панель) и параметрически возбуждаемых CB (правая панель) бикомпонентной магнитной метаповерхности с 2D решеткой из пермаллоевых дисков с D = 50 мкм и T = 100 мкм, измеренные с помощью установки МБРС. Распределения получены для напряженности внешнего постоянного магнитного поля  $H_0 = -1400$  Э на частоте ПМСВ  $f_{p3} = 6.243$  ГГц и CB  $f_{p3}/2$ . На частоте ПМСВ мощность сигнала на входе спин-волновой линии передачи +30 дБм

Fig. 14. The spatial distributions of the MSSW magnetization (left panel) and parametrically excited SWs (right panel) of the bicomponent magnetic metasurface with the 2D lattice of the permalloy disks with  $D = 50 \ \mu\text{m}$  and  $T = 100 \ \mu\text{m}$ , measured using the MBLS setup. The distributions were obtained for the strength of the external static magnetic field  $H_0 = -1400$  Oe at the MSSW frequency  $f_{p3} = 6.243$  GHz and SW frequency  $f_{p3}/2$ . At the MSSW frequency, the signal power at the input of the spin-wave transmission line is  $+30 \ \text{dBm}$ 

так и условия параметрического резонанса для ПМСВ в ЖИГ-волноводе, при поле  $H_0 = -1400$  Э на указанной частоте присутствует полоса поглощения, в которой выполняются условия параметрического резонанса для стоячих ООМСВ в пермаллоевых дисках. В результате мы наблюдаем новый эффект — эффект *невзаимного параметрического трехволнового резонанса*, который является характерным только для бикомпонентной магнитной метаповерхности, состоящей из магнитных материалов с сильно отличной намагниченностью.

#### Заключение

Представленные в работе результаты демонстрируют ряд физических феноменов (одновременное существование двух областей частот, в которых материальные параметры среды являются дважды отрицательными, и невзаимный параметрический трехволновый резонанс), которые наблюдаются только в магнитных метаповерхностях с металлическими (немагнитными и магнитными) включениями. В дальнейшем интерес представляет разработка и создание функциональных устройств обработки и хранения информационных сигналов на основе активных магнитных метаповерхностей для микроволнового и терагерцевого диапазонов частот.

#### Список литературы

- 1. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и µ // УФН. 1967. Т. 92, № 3. С. 517–526. DOI: 10.3367/UFNr.0092.196707d.0517.
- Pendry J. B., Holden A. J., Stewart W. J., Youngs I. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76, no. 25. P. 4773–4776. DOI: 10.1103/PhysRevLett. 76.4773.
- 3. Smith D. R., Padilla W. J., Vier D. C., Nemat-Nasser S. C., Schultz S. Composite medium with

Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В.

Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5
simultaneously negative permeability and permittivity // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84, no. 18. P. 4184–4187. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.4184.

- Pendry J. B. Negative refraction makes a perfect lens // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85, no. 18. P. 3966–3969. DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.3966.
- 5. *Шараевский Ю. П.* «Левые» среды. Чем они интересны? // Известия вузов. ПНД. 2012. Т. 20, № 1. С. 33–42. DOI: 10.18500/0869-6632-2012-20-1-33-42.
- Schurig D., Mock J. J., Justice B. J., Cummer S. A., Pendry J. B., Starr A. F., Smith D. R. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies // Science. 2006. Vol. 314, no. 5801. P. 977–980. DOI: 10.1126/science.1133628.
- Soukoulis C. M., Wegener M. Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials // Nature Photonics. 2011. Vol. 5, no. 9. P. 523–530. DOI: 10.1038/nphoton.2011.154.
- Kildishev A. V., Boltasseva A., Shalaev V. M. Planar photonics with metasurfaces // Science. 2013. Vol. 339, no. 6125. P. 1232009. DOI: 10.1126/science.1232009.
- 9. *Glybovski S. B., Tretyakov S. A., Belov P. A., Kivshar Y. S., Simovski C. R.* Metasurfaces: From microwaves to visible // Physics Reports. 2016. Vol. 634. P. 1–72. DOI: 10.1016/j.physrep. 2016.04.004.
- 10. *Chen H.-T., Taylor A. J., Yu N.* A review of metasurfaces: physics and applications // Rep. Prog. Phys. 2016. Vol. 79, no. 7. P. 076401. DOI: 10.1088/0034-4885/79/7/076401.
- Ремнев М. А., Климов В. В. Метаповерхности: новый взгляд на уравнения Максвелла и новые методы управления светом // УФН. 2018. Т. 188, № 2. С. 169–205. DOI: 10.3367/UFNr.2017.08.038192.
- Беспятых Ю. И., Бугаев А. С., Дикштейн И. Е. Поверхностные поляритоны в композитных средах с временной дисперсией диэлектрической и магнитной проницаемостей // ФТТ. 2001. Т. 43, № 11. С. 2043–2047.
- 13. Вашковский А.В., Локк Э.Г. Возникновение отрицательного коэффициента преломления при распространении поверхностной магнитостатической волны через границу раздела сред феррит – феррит-диэлектрик-металл // УФН. 2004. Т. 174, № 6. С. 657–662. DOI: 10.3367/UFNr.0174.200406e.0657.
- 14. *Dewar G.* Minimization of losses in a structure having a negative index of refraction // New J. Phys. 2005. Vol. 7. P. 161. DOI: 10.1088/1367-2630/7/1/161.
- 15. *He Y., He P., Yoon S. D., Parimi P. V., Rachford F. J., Harris V. G., Vittoria C.* Tunable negative index metamaterial using yttrium iron garnet // J. Magn. Magn. Mater. 2007. Vol. 313, no. 1. P. 187–191. DOI: 10.1016/j.jmmm.2006.12.031.
- Zhao H., Zhou J., Zhao Q., Li B., Kang L., Bai Y. Magnetotunable left-handed material consisting of yttrium iron garnet slab and metallic wires // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 91, no. 13. P. 131107. DOI: 10.1063/1.2790500.
- 17. *Bi K., Zhou J., Zhao H., Liu X., Lan C.* Tunable dual-band negative refractive index in ferrite-based metamaterials // Opt. Express. 2013. Vol. 21, no. 9. P. 10746–10752. DOI: 10.1364/OE.21.010746.
- 18. *Rachford F.J., Armstead D.N., Harris V.G., Vittoria C.* Simulations of ferrite-dielectric-wire composite negative index materials // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99, no. 5. P. 057202. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.057202.
- 19. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1960. 407 с.
- Huang Y.-J., Wen G.-J., Li T.-Q., Li J. L.-W., Xie K. Design and characterization of tunable terahertz metamaterials with broad bandwidth and low loss // IEEE AWP Letters. 2012. Vol. 11. P. 264–267. DOI: 10.1109/LAWP.2012.2189090.
- 21. Гришин С. В., Амельченко М. Д., Шараевский Ю. П., Никитов С. А. Дважды отрицательные среды на основе антиферромагнитных метаматериалов для терагерцевого диапазона частот // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47, № 18. С. 32–35. DOI: 10.21883/PJTF.2021.18.51470.18873.

- 22. *Евтихов М. Г., Никитов С. А.* Метод полугрупп для вычисления спектров фотонных, фононных и магнонных кристаллов // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53, № 3. С. 261–275.
- 23. *Melkov G. A., Koblyanskiy Y. V., Slipets R. A., Talalaevskij A. V., Slavin A. N.* Nonlinear interactions of spin waves with parametric pumping in permalloy metal films // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79, no. 13. P. 134411. DOI: 10.1103/PhysRevB.79.134411.
- 24. Nikitov S. A., Tailhades P., Tsai C. S. Spin waves in periodic magnetic structures-magnonic crystals // J. Magn. Magn. Mater. 2001. Vol. 236, no. 3. P. 320–330. DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00470-X.
- 25. *Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D.* Magnonics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43, no. 26. P. 264001. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264001.
- 26. Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B. YIG magnonics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43, no. 26. P. 264002. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264002.
- 27. *Gubbiotti G., Tacchi S., Madami M., Carlotti G., Adeyeye A. O., Kostylev M.* Brillouin light scattering studies of planar metallic magnonic crystals // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43, no. 26. P. 264003. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264003.
- Yu H., Chen J., Cros V., Bortolotti P., Wang H., Guo C., Brandl F., Heimbach F., Han X., Anane A., Grundler D. Active ferromagnetic metasurface with topologically protected spin texture for spectral filters // Adv. Funct. Mater. 2022. Vol. 32, no. 34. P. 2203466. DOI: 10.1002/adfm.202203466.
- Popov P.A., Sharaevskaya A. Y., Beginin E. N., Sadovnikov A. V., Stognij A. I., Kalyabin D. V., Nikitov S. A. Spin wave propagation in three-dimensional magnonic crystals and coupled structures // J. Magn. Magn. Mater. 2019. Vol. 476. P. 423–427. DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.12.008.
- 30. *Khitun A., Bao M., Wang K. L.* Magnonic logic circuits // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43, no. 26. P. 264005. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264005.
- Zakeri K. Magnonic crystals: towards terahertz frequencies // J. Phys. Condens. Matter. 2020. Vol. 32, no. 36. P. 363001. DOI: 10.1088/1361-648X/ab88f2.
- Wang Z. K., Zhang V. L., Lim H. S., Ng S. C., Kuok M. H., Jain S., Adeyeye A. O. Observation of frequency band gaps in a one-dimensional nanostructured magnonic crystal // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 94, no. 8. P. 083112. DOI: 10.1063/1.3089839.
- Sokolovskyy M. L., Krawczyk M. The magnetostatic modes in planar one-dimensional magnonic crystals with nanoscale sizes // J. Nanopart. Res. 2011. Vol. 13, no. 11. P. 6085–6091. DOI: 10.1007/ s11051-011-0303-5.
- Zhang V. L., Lim H. S., Lin C. S., Wang Z. K., Ng S. C., Kuok M. H., Jain S., Adeyeye A. O., Cottam M. G. Ferromagnetic and antiferromagnetic spin-wave dispersions in a dipole-exchange coupled bi-component magnonic crystal // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99, no. 14. P. 143118. DOI: 10.1063/1.3647952.
- 35. *Duerr G., Madami M., Neusser S., Tacchi S., Gubbiotti G., Carlotti G., Grundler D.* Spatial control of spin-wave modes in Ni80Fe20 antidot lattices by embedded Co nanodisks // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99, no. 20. P. 202502. DOI: 10.1063/1.3662841.
- Tacchi S., Duerr G., Klos J. W., Madami M., Neusser S., Gubbiotti G., Carlotti G., Krawczyk M., Grundler D. Forbidden band gaps in the spin-wave spectrum of a two-dimensional bicomponent magnonic crystal // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 109, no. 13. P. 137202. DOI: 10.1103/PhysRevLett. 109.137202.
- 37. *Gubbiotti G., Tacchi S., Madami M., Carlotti G., Jain S., Adeyeye A. O., Kostylev M. P.* Collective spin waves in a bicomponent two-dimensional magnonic crystal // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100, no. 16. P. 162407. DOI: 10.1063/1.4704659.
- Zivieri R. Bandgaps and demagnetizing effects in a Py/Co magnonic crystal // IEEE Trans. Magn. 2014. Vol. 50, no. 11. P. 1100304. DOI: 10.1109/TMAG.2014.2324174.

Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

- Malagó P., Giovannini L., Zivieri R., Gruszecki P., Krawczyk M. Spin-wave dynamics in permalloy/cobalt magnonic crystals in the presence of a nonmagnetic spacer // Phys. Rev. B. 2015. Vol. 92, no. 6. P. 064416. DOI: 10.1103/PhysRevB.92.064416.
- 40. *Gubbiotti G., Tacchi S., Madami M., Carlotti G., Yang Z., Ding J., Adeyeye A. O., Kostylev M.* Collective spin excitations in bicomponent magnonic crystals consisting of bilayer permalloy/Fe nanowires // Phys. Rev. B. 2016. Vol. 93, no. 18. P. 184411. DOI: 10.1103/PhysRevB.93.184411.
- Высоцкий С. Л., Хивинцев Ю. В., Сахаров В. К., Новицкий Н. Н., Дудко Г. М., Стогний А. И., Филимонов Ю. А. Поверхностные магнитостатические волны в пленках железо-иттриевого граната с поверхностной субволновой метаструктурой из пленки пермаллоя // ФТТ. 2020. Т. 62, № 9 (91347). С. 1494–1498. DOI: 10.21883/FTT.2020.09.49775.12H.
- Lazcano-Ortiz Z., Ordóñez-Romero C. L., Domínguez-Juárez J. L., Monsivais G., Quintero-Torres R., Matatagui D., Fragoso-Mora J. R., Qureshi N., Kolokoltsev O. Magnonic crystal with strips of magnetic nanoparticles: Modeling and experimental realization via a dip-coating technique // Magnetochemistry. 2021. Vol. 7, no. 12. P. 155. DOI: 10.3390/magnetochemistry 7120155.
- 43. Львов В. С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987. 272 с.
- 44. Устинов А. Б., Григорьева Н. Ю., Калиникос Б. А. Наблюдение солитонов огибающей спиновых волн в периодических магнитных пленочных структурах // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88, № 1. С. 34–39.
- 45. Дроздовский А. В., Черкасский М. А., Устинов А. Б., Ковшиков Н. Г., Калиникос Б. А. Образование солитонов огибающей при распространении спин-волновых пакетов в тонкопленочных магнонных кристаллах // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, № 1. С. 17–22.
- 46. *Sheshukova S. E., Morozova M. A., Beginin E. N., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A.* Formation of gap solitons in a finite magnonic crystal // Phys. Wave Phen. 2013. Vol. 21, no. 4. P. 304–309. DOI: 10.3103/S1541308X13040134.
- Grishin S. V., Moskalenko O. I., Pavlov A. N., Romanenko D. V., Sadovnikov A. V., Sharaevskii Y. P., Sysoev I. V., Medvedeva T. M., Seleznev E. P., Nikitov S. A. Space-quasiperiodic and time-chaotic parametric patterns in a magnonic quasicrystal active ring resonator // Phys. Rev. Appl. 2021. Vol. 16, no. 5. P. 054029. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.16.054029.
- 48. *Кившарь Ю. С., Агравал Г. П.* Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
- 49. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
- 50. *Медников А. М.* Нелинейные эффекты при распространении поверхностных спиновых волн в пленках ЖИГ // ФТТ. 1981. Т. 23, № 1. С. 242–245.
- 51. *Темирязев А. Г.* Механизм преобразования частоты поверхностной магнитостатической волны в условиях трехмагнонного распада // ФТТ. 1987. Т. 29, № 2. С. 313–319.
- 52. Мелков Г. А., Шолом С. В. Параметрическое возбуждение спиновых волн поверхностной магнитостатической волной // ЖЭТФ. 1989. Т. 96, № 2(8). С. 712–719.
- 53. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993. 312 с.
- 54. Кожевников А. В., Дудко Г. М., Хивинцев Ю. В., Сахаров В. К., Высоцкий С. Л., Никулин Ю. В., Павлов Е. С., Хитун А. Г., Филимонов Ю. А. Влияние направления магнитного поля на спектр выходных сигналов спиновых волн при трехмагнонном распаде поверхностных магнитостатических волн в кресте на основе волноводов из пленки железо-иттриевого граната // Известия вузов. ПНД. 2020. Т. 28, № 2. С. 168–185. DOI: 10.18500/0869-6632-2020-28-2-168-185.

Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

- 55. *Dewar G.* Applicability of ferrimagnetic hosts to nanostructured negative index of refraction (lefthanded) materials // In: Proc. SPIE. Vol. 4806. Complex Mediums III: Beyond Linear Isotropic Dielectrics, 24 June 2002, Seattle, WA, United States. Washington, US: SPIE, 2002. P. 156–166. DOI: 10.1117/12.472980.
- 56. *Амельченко М. Д., Гришин С. В., Шараевский Ю. П.* Быстрые и медленные электромагнитные волны в продольно намагниченном тонкопленочном ферромагнитном метаматериале // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45, № 23. С. 14–18. DOI: 10.21883/PJTF.2019.23.48712.17830.
- 57. *Sharaevskaya A. Y., Kalyabin D. V., Beginin E. N., Fetisov Y. K., Nikitov S. A.* Surface spin waves in coupled easy-axis antiferromagnetic films // J. Magn. Magn. Mater. 2019. Vol. 475. P. 778–781. DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.11.130.
- Belov P. A., Marqués R., Maslovski S. I., Nefedov I. S., Silveirinha M., Simovski C. R., Tretyakov S. A. Strong spatial dispersion in wire media in the very large wavelength limit // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67, no. 11. P. 113103. DOI: 10.1103/PhysRevB.67.113103.
- 59. High Frequency Magnetics Software [Electronic resource]. Devon, UK: MaxLLG, Innovation Centre, University of Exeter, 2019. Available from: https://www.maxllg.com.
- Aziz M. M. Sub-nanosecond electromagnetic-micromagnetic dynamic simulations using the finitedifference time-domain method // Progress In Electromagnetics Research B. 2009. Vol. 15, no. 15. P. 1–29. DOI: 10.2528/PIERB09042304.
- 61. *Садовников А. В., Рожнев А. Г.* Моделирование распространения магнитостатических волн в одномерных магнонных кристаллах // Известия вузов. ПНД. 2012. Т. 20, № 1. С. 143–159. DOI: 10.18500/0869-6632-2012-20-1-143-159.
- 62. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Van Waeyenberge B. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. 2014. Vol. 4, no. 10. P. 107133. DOI: 10.1063/1.4899186.

# References

- 1. Veselago VG. Electrodynamics of substances with simultaneously negative values  $\varepsilon$  and  $\mu$ . Sov. Phys. Usp. 1968;10(4):509–514. DOI: 10.1070/PU1968v010n04ABEH003699.
- 2. Pendry JB, Holden AJ, Stewart WJ, Youngs I. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures. Phys. Rev. Lett. 1996;76(25):4773–4776. DOI: 10.1103/PhysRevLett.76.4773.
- 3. Smith DR, Padilla WJ, Vier DC, Nemat-Nasser SC, Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. Phys. Rev. Lett. 2000;84(18):4184–4187. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.4184.
- 4. Pendry JB. Negative refraction makes a perfect lens. Phys. Rev. Lett. 2000;85(18):3966–3969. DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.3966.
- 5. Sharaevsky YP. Left-handed media: what is interesting? Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2012;20(1):33–42 (in Russian). DOI: 10.18500/0869-6632-2012-20-1-33-42.
- Schurig D, Mock JJ, Justice BJ, Cummer SA, Pendry JB, Starr AF, Smith DR. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. Science. 2006;314(5801):977–980. DOI: 10.1126/ science.1133628.
- Soukoulis CM, Wegener M. Past achievements and future challenges in the development of threedimensional photonic metamaterials. Nature Photonics. 2011;5(9):523–530. DOI: 10.1038/nphoton. 2011.154.
- 8. Kildishev AV, Boltasseva A, Shalaev VM. Planar photonics with metasurfaces. Science. 2013; 339(6125):1232009. DOI: 10.1126/science.1232009.
- 9. Glybovski SB, Tretyakov SA, Belov PA, Kivshar YS, Simovski CR. Metasurfaces: From microwaves to visible. Physics Reports. 2016;634:1–72. DOI: 10.1016/j.physrep.2016.04.004.

- 10. Chen HT, Taylor AJ, Yu N. A review of metasurfaces: physics and applications. Rep. Prog. Phys. 2016;79(7):076401. DOI: 10.1088/0034-4885/79/7/076401.
- 11. Remnev MA, Klimov VV. Metasurfaces: a new look at Maxwell's equations and new ways to control light. Phys. Usp. 2018;61(2):157–190. DOI: 10.3367/UFNe.2017.08.038192.
- 12. Bespyatykh YI, Bugaev AS, Dikshtein IE. Surface polaritons in composite media with time dispersion of permittivity and permeability. Physics of the Solid State. 2001;43(11):2130–2135. DOI: 10.1134/1.1417193.
- 13. Vashkovskii AV, Lokk EH. Negative refractive index for a surface magnetostatic wave propagating through the boundary between a ferrite and ferrite-insulator-metal media. Phys. Usp. 2004;47(6): 601–605. DOI: 10.1070/PU2004v047n06ABEH001793.
- 14. Dewar G. Minimization of losses in a structure having a negative index of refraction. New J. Phys. 2005;7:161. DOI: 10.1088/1367-2630/7/1/161.
- 15. He Y, He P, Yoon SD, Parimi PV, Rachford FJ, Harris VG, Vittoria C. Tunable negative index metamaterial using yttrium iron garnet. J. Magn. Magn. Mater. 2007;313(1):187–191. DOI: 10.1016/j.jmmm.2006.12.031.
- Zhao H, Zhou J, Zhao Q, Li B, Kang L, Bai Y. Magnetotunable left-handed material consisting of yttrium iron garnet slab and metallic wires. Appl. Phys. Lett. 2007;91(13):131107. DOI: 10.1063/ 1.2790500.
- 17. Bi K, Zhou J, Zhao H, Liu X, Lan C. Tunable dual-band negative refractive index in ferrite-based metamaterials. Opt. Express. 2013;21(9):10746–10752. DOI: 10.1364/OE.21.010746.
- Rachford FJ, Armstead DN, Harris VG, Vittoria C. Simulations of ferrite-dielectric-wire composite negative index materials. Phys. Rev. Lett. 2007;99(5):057202. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.057202.
- 19. Gurevich AG. Ferrite in Microwaves. Moscow: Fizmatgiz; 1960. 407 p. (in Russian).
- 20. Huang YJ, Wen GJ, Li TQ, Li JLW, Xie K. Design and characterization of tunable terahertz metamaterials with broad bandwidth and low loss. IEEE AWP Letters. 2012;11:264–267. DOI: 10.1109/LAWP.2012.2189090.
- Grishin SV, Amel'chenko MD, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Double negative media based on antiferromagnetic metamaterials Tech. Phys. Lett. 2021;47(18):32–35 (in Russian). DOI: 10.21883/ PJTF.2021.18.51470.18873.
- 22. Evtikhov MG, Nikitov SA. Semigroup method for calculation of the spectra of photonic, phononic, and magnonic crystals. J. Commun. Technol. Electron. 2008;53(3):241–255. DOI: 10.1134/ S1064226908030017.
- 23. Melkov GA, Koblyanskiy YV, Slipets RA, Talalaevskij AV, Slavin AN. Nonlinear interactions of spin waves with parametric pumping in permalloy metal films. Phys. Rev. B. 2009;79(13):134411. DOI: 10.1103/PhysRevB.79.134411.
- 24. Nikitov SA, Tailhades P, Tsai CS. Spin waves in periodic magnetic structures-magnonic crystals. J. Magn. Magn. Mater. 2001;236(3):320–330. DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00470-X.
- 25. Kruglyak VV, Demokritov SO, Grundler D. Magnonics. J. Phys. D: Appl. Phys. 2010;43(26):264001. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264001.
- 26. Serga AA, Chumak AV, Hillebrands B. YIG magnonics. J. Phys. D: Appl. Phys. 2010;43(26):264002. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264002.
- 27. Gubbiotti G, Tacchi S, Madami M, Carlotti G, Adeyeye AO, Kostylev M. Brillouin light scattering studies of planar metallic magnonic crystals. J. Phys. D: Appl. Phys. 2010;43(26):264003. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264003.
- 28. Yu H, Chen J, Cros V, Bortolotti P, Wang H, Guo C, Brandl F, Heimbach F, Han X, Anane A, Grundler D. Active ferromagnetic metasurface with topologically protected spin texture for spectral filters. Adv. Funct. Mater. 2022;32(34):2203466. DOI: 10.1002/adfm.202203466.

- 29. Popov PA, Sharaevskaya AY, Beginin EN, Sadovnikov AV, Stognij AI, Kalyabin DV, Nikitov SA. Spin wave propagation in three-dimensional magnonic crystals and coupled structures. J. Magn. Magn. Mater. 2019;476:423–427. DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.12.008.
- Khitun A, Bao M, Wang KL. Magnonic logic circuits. J. Phys. D: Appl. Phys. 2010;43(26):264005. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264005.
- Zakeri K. Magnonic crystals: towards terahertz frequencies. J. Phys. Condens. Matter. 2020;32(36): 363001. DOI: 10.1088/1361-648X/ab88f2.
- Wang ZK, Zhang VL, Lim HS, Ng SC, Kuok MH, Jain S, Adeyeye AO. Observation of frequency band gaps in a one-dimensional nanostructured magnonic crystal. Appl. Phys. Lett. 2009;94(8):083112. DOI: 10.1063/1.3089839.
- Sokolovskyy ML, Krawczyk M. The magnetostatic modes in planar one-dimensional magnonic crystals with nanoscale sizes. J. Nanopart. Res. 2011;13(11):6085–6091. DOI: 10.1007/s11051-011-0303-5.
- Zhang VL, Lim HS, Lin CS, Wang ZK, Ng SC, Kuok MH, Jain S, Adeyeye AO, Cottam MG. Ferromagnetic and antiferromagnetic spin-wave dispersions in a dipole-exchange coupled bicomponent magnonic crystal. Appl. Phys. Lett. 2011;99(14):143118. DOI: 10.1063/1.3647952.
- 35. Duerr G, Madami M, Neusser S, Tacchi S, Gubbiotti G, Carlotti G, Grundler D. Spatial control of spin-wave modes in Ni80Fe20 antidot lattices by embedded Co nanodisks. Appl. Phys. Lett. 2011;99(20):202502. DOI: 10.1063/1.3662841.
- 36. Tacchi S, Duerr G, Klos JW, Madami M, Neusser S, Gubbiotti G, Carlotti G, Krawczyk M, Grundler D. Forbidden band gaps in the spin-wave spectrum of a two-dimensional bicomponent magnonic crystal. Phys. Rev. Lett. 2012;109(13):137202. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.137202.
- Gubbiotti G, Tacchi S, Madami M, Carlotti G, Jain S, Adeyeye AO, Kostylev MP. Collective spin waves in a bicomponent two-dimensional magnonic crystal. Appl. Phys. Lett. 2012;100(16):162407. DOI: 10.1063/1.4704659.
- 38. Zivieri R. Bandgaps and demagnetizing effects in a Py/Co magnonic crystal. IEEE Trans. Magn. 2014;50(11):1100304. DOI: 10.1109/TMAG.2014.2324174.
- Malagó P, Giovannini L, Zivieri R, Gruszecki P, Krawczyk M. Spin-wave dynamics in permalloy/ cobalt magnonic crystals in the presence of a nonmagnetic spacer. Phys. Rev. B. 2015;92(6): 064416. DOI: 10.1103/PhysRevB.92.064416.
- 40. Gubbiotti G, Tacchi S, Madami M, Carlotti G, Yang Z, Ding J, Adeyeye AO, Kostylev M. Collective spin excitations in bicomponent magnonic crystals consisting of bilayer permalloy/Fe nanowires. Phys. Rev. B. 2016;93(18):184411. DOI: 10.1103/PhysRevB.93.184411.
- Vysotskii SL, Khivintsev YV, Sakharov VK, Novitskii NN, Dudko GM, Stognii AI, Filimonov YA. Surface magnetostatic waves in yttrium–iron garnet with the surface subwave metastructure of a permalloy film. Physics of the Solid State. 2020;62(9):1659–1663. DOI: 10.1134/ S1063783420090334.
- 42. Lazcano-Ortiz Z, Ordóñez-Romero CL, Domínguez-Juárez JL, Monsivais G, Quintero-Torres R, Matatagui D, Fragoso-Mora JR, Qureshi N, Kolokoltsev O. Magnonic crystal with strips of magnetic nanoparticles: Modeling and experimental realization via a dip-coating technique. Magnetochemistry. 2021;7(12):155. DOI: 10.3390/magnetochemistry7120155.
- 43. L'vov VS. Nonlinear Spin Waves. Moscow: Nauka; 1987. 272 p. (in Russian).
- 44. Ustinov AB, Grigor'eva NY, Kalinikos BA. Observation of spin-wave envelope solitons in periodic magnetic film structures. JETP Lett. 2008;88(1):31–35. DOI: 10.1134/S0021364008130079.
- 45. Drozdovskii AV, Cherkasskii MA, Ustinov AB, Kovshikov NG, Kalinikos BA. Formation of envelope solitons of spin-wave packets propagating in thin-film magnon crystals. JETP Lett. 2010;91(1):16–20. DOI: 10.1134/S0021364010010042.

- 46. Sheshukova SE, Morozova MA, Beginin EN, Sharaevskii YP, Nikitov SA. Formation of gap solitons in a finite magnonic crystal. Phys. Wave Phen. 2013;21(4):304–309. DOI: 10.3103/S1541308X13040134.
- 47. Grishin SV, Moskalenko OI, Pavlov AN, Romanenko DV, Sadovnikov AV, Sharaevskii YP, Sysoev IV, Medvedeva TM, Seleznev EP, Nikitov SA. Space-quasiperiodic and time-chaotic parametric patterns in a magnonic quasicrystal active ring resonator. Phys. Rev. Appl. 2021;16(5): 054029. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.16.054029.
- 48. Kivshar YS, Agrawal GP. Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals. New York: Academic Press; 2003. 540 p. DOI: 10.1016/B978-0-12-410590-4.X5000-1.
- Gurevich AG, Melkov GA. Magnetization Oscillations and Waves. Boca Raton: CRC Press; 1996. 464 p.
- 50. Mednikov AM. Nonlinear effects at surface spin wave propagation in the YIG films. Soviet Physics, Solid State. 1981;23(1):242–245 (in Russian).
- 51. Temiryazev AG. Mechanism of surface magnetostatic wave frequency conversion under threemagnon decay conditions. Soviet Physics, Solid State. 1987;29(2):313–319 (in Russian).
- 52. Melkov GA, Sholom SV. Parametric excitation of spin waves by a surface magnetostatic wave. Sov. Phys. JETP. 1989;69(2):403–407.
- 53. Vashkovskii AV, Stal'makhov VS, Sharaevskii YP. Magnetostatic Waves in Microwave Electronics. Saratov: Saratov University Publishing; 1993. 312 p. (in Russian).
- 54. Kozhevnikov AV, Dudko GM, Khivintsev YV, Sakharov VK, Vysotskii SL, Nikulin YV, Pavlov ES, Khitun AG, Filimonov YA. Magnetic field direction influence on the spectrum of spin waves output signals at three-magnon decay of magnetostatic surface waves in a cross based on waveguides of yttrium iron garnet film. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2020;28(2):168–185 (in Russian). DOI: 10.18500/0869-6632-2020-28-2-168-185.
- Dewar G. Applicability of ferrimagnetic hosts to nanostructured negative index of refraction (left-handed) materials. In: Proc. SPIE. Vol. 4806. Complex Mediums III: Beyond Linear Isotropic Dielectrics, 24 June 2002, Seattle, WA, United States. Washington, US: SPIE; 2002. P. 156–166. DOI: 10.1117/12.472980.
- Amel'chenko MD, Grishin SV, Sharaevskii YP. Fast and slow electromagnetic waves in a longitudinally magnetized thin-film ferromagnetic metamaterial. Tech. Phys. Lett. 2019;45(12): 1182–1186. DOI: 10.1134/S1063785019120022.
- Sharaevskaya AY, Kalyabin DV, Beginin EN, Fetisov YK, Nikitov SA. Surface spin waves in coupled easy-axis antiferromagnetic films. J. Magn. Magn. Mater. 2019;475:778–781. DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.11.130.
- 58. Belov PA, Marqués R, Maslovski SI, Nefedov IS, Silveirinha M, Simovski CR, Tretyakov SA. Strong spatial dispersion in wire media in the very large wavelength limit. Phys. Rev. B. 2003;67(11):113103. DOI: 10.1103/PhysRevB.67.113103.
- 59. High Frequency Magnetics Software [Electronic resource]. Devon, UK: MaxLLG, Innovation Centre, University of Exeter; 2019. Available from: https://www.maxllg.com.
- Aziz MM. Sub-nanosecond electromagnetic-micromagnetic dynamic simulations using the finitedifference time-domain method. Progress In Electromagnetics Research B. 2009;15(15):1–29. DOI: 10.2528/PIERB09042304.
- Sadovnikov AV, Rozhnev AG. Electrodynamical characteristics of periodic ferromagnetic structures. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2012;20(1):143–159 (in Russian). DOI: 10.18500/ 0869-6632-2012-20-1-143-159.
- 62. Vansteenkiste A, Leliaert J, Dvornik M, Helsen M, Garcia-Sanchez F, Van Waeyenberge B. The design and verification of MuMax3. AIP Advances. 2014;4(10):107133. DOI: 10.1063/1.4899186.



Амельченко Мария Денисовна — родилась в 1997 году. Окончила с отличием Институт физики Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского по направлению «Радиофизика» (магистратура, 2021). В настоящее время является ассистентом кафедры электроники, колебаний и волн Института физики СГУ и аспирантом первого года обучения по направлению «Физика и астрономия». Область научных интересов — метаматериалы на основе гиротропных сред.

Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского E-mail: amelchenko.mar@gmail.com ORCID: 0000-0002-5725-3282 AuthorID (eLibrary.Ru): 1113660



Бир Анастасия Сергеевна — родилась в г. Дудинка, Красноярский край (1997). Окончила с отличием магистратуру Института физики СГУ (2021) по специальности «Радиофизика». В настоящее время обучается в аспирантуре СГУ (с 2021 г.). Работает ассистентом кафедры электроники, колебаний и волн Института физики и лаборантом-исследователем лаборатории «Метаматериалы» СГУ. Является постоянным участником научных конференций различного уровня. Научные интересы: спиновые волны, солитоны, магнитные метаматериалы, нелинейная динамика автоколебательных систем на основе линий передачи с ферромагнитными пленками.

Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского E-mail: bir.evstegneeva.1997@gmail.com ORCID: 0000-0002-6053-0172 AuthorID (eLibrary.Ru): 1136629



*Огрин Фёдор Юрьевич* — окончил магистратуру Московского физико-технического института (1992). Получил степень PhD по физике (1996, Кильский университет, Германия). Работал в университете Сент-Эндрюса (1996–2001, Шотландия) в должности научного сотрудника, в Эксетерском университете (Англия) преподавателем (2001–2005) и старшим преподавателем (2005–2017) физики. В настоящее время (с 2017 г.) — доцент Эксетерского университета. Научные интересы связаны с производством наноструктурированных магнитных материалов, определением характеристик с помощью методов рассеяния/визуализации мягкого рентгеновского излучения и изучением фундаментальных свойств для потенциальных технологических применений.

The University of Exeter Prince of Wales Road, Exeter, Devon UK EX4 4SB MaxLLG Ltd. Exeter, Devon, UK E-mail: F.Y.Ogrin@exeter.ac.uk ORCID: 0000-0002-9383-1473



Одинцов Сергей Александрович — родился в поселке Новоспасское, Ульяновской области (1995). Окончил магистратуру факультета нелинейных процессов Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского (2017). Работает в лаборатории «Метаматериалы» СГУ. Аспирант СГУ по направлению «Физика и астрономия», постоянный участник научных конференций. Имеет 6 научных публикаций в реферируемых журналах.

Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского E-mail: odinoff@gmail.com ORCID: 0000-0001-9664-6997 AuthorID (eLibrary.Ru): 967349

> Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



Романенко Дмитрий Владимирович родился в Саратове (1988), окончил Саратовский государственный университет (2010). С 2013 года работает в НИИМФ ЕН СГУ в качестве научного сотрудника лаборатории «Метаматериалы». Основные области научных интересов: волновая динамика в ферромагнитных структурах, генерация хаотических СВЧ-сигналов, динамический хаос. Имеет более 60 научных публикаций.

410012 Саратов, Астраханская, 83 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского E-mail: dmitrii.romanenk@mail.ru ORCID: 0000-0003-1872-6697 AuthorID (eLibrary.Ru): 681088



Садовников Александр Владимирович — родился в Саратове (1987). Окончил с красным дипломом факультет нелинейных процессов СГУ (2009), поступил в аспирантуру по специальностям «Радиофизика», «Оптика». Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (2012, СГУ). В настоящее время работает на кафедре физики открытых систем СГУ в должности доцента. Имеет более 60 статей в реферируемых научных журналах и 5 патентов на изобретения и полезные модели.

Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского E-mail: sadovnikovav@gmail.com ORCID: 0000-0002-8847-2621 AuthorID (eLibrary.Ru): 601222

Никитов Сергей Аполлонович — родился в городе Бердичеве Житомирской области (1955). Окончил факультет физической и квантовой электроники Московского физико-технического института (1979). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физикоматематических наук в МФТИ (1982) и доктора физико-математических наук (1991) в области радиофизики и физики магнитных явлений. Академик РАН (2022). Директор Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН. Специалист в области твердотельной микро- и наноэлектроники, а также физики твердого тела. Автор более 400 научных работ, член редколлегий журналов «Радиотехника и электроника», «Микро- и наносистемная техника», «Нелинейный мир». Лауреат премий Комсомола Подмосковья и Ленинского Комсомола в области физики.

125009 Москва, ул. Моховая, д. 11., корп. 7 Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН E-mail: nikitov@cplire.ru ORCID: 0000-0002-2413-7218 AuthorID (eLibrary.Ru): 121644



Гришин Сергей Валерьевич — родился в 1974 году. Окончил физический факультет СГУ имени Н. Г. Чернышевского (1997). Кандидат физико-математических наук (СГУ, 2007). Заведующий кафедрой электроники, колебаний и волн Института физики СГУ и старший научный сотрудник лаборатории «Метаматериалы» НИИМФа СГУ. Область научных интересов — нелинейные явления в вакуумной и магнитоэлектронике, генераторы ультракоротких импульсов, метаматериалы на основе гиротропных сред. Автор более 50 научных статей, опубликованных в отечественных и зарубежных журналах, четырех патентов на изобретение и двух патентов на полезную модель. Один из авторов коллективной монографии «Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот».

Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского E-mail: sergrsh@yandex.ru ORCID: 0000-0002-3654-3299 AuthorID (eLibrary.Ru): 42293

Амельченко М. Д., Бир А. С., Огрин Ф. Ю., Одинцов С. А., Романенко Д. В., Садовников А. В., Никитов С. А., Гришин С. В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5





Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5 Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Научная статья УДК 537.613 DOI: 10.18500/0869-6632-003005 EDN: TTGDKE

# Спин-волновая диагностика эпитаксиальных феррит-диэлектрических структур

В. В. Тихонов<sup>⊠</sup>, В. А. Губанов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия E-mail: ⊠ tvlad4@yandex.ru, vladmeen@gmail.com Поступила в редакцию 30.05.2022, принята к публикации 17.08.2022, опубликована 30.09.2022

Аннотация. Цель настоящего исследования — выяснение механизма преобразования электромагнитных и обменных спиновых волн (ОСВ) в тонком переходном слое эпитаксиальных феррит-диэлектрических структур, а также исследование возможностей использования коротковолновых ОСВ для диагностики магнитных неоднородностей эпитаксиальных пленок железоиттриевого граната (ЖИГ). Методы. В данной работе исследуются процессы гибридизации электромагнитных и обменных спиновых волн в тонком переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ. Исследуются особенности дисперсии гибридизованных волн в тонком переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ. Исследуются особенности дисперсии гибридизованных волн в окрестности частот фазового синхронизма при нормальном и касательном намагничивании пленки ЖИГ. Результаты. Показано, что в пределах толщины переходного слоя дисперсия возбуждаемых ОСВ испытывает значительные искажения, что проявляется в сдвигах частот спин-волнового резонанса. На основании этого предложена методика расчета распределения спонтанной намагниченности по толщине пленки ЖИГ, которая использовалась для моделирования процессов возбуждения спин-волновых резонансов. Заключение. Предложенная методика спин-волновой диагностики пленок ЖИГ может эффективно применяться для неразрушающего контроля всех типов эпитаксиальных феррит-диэлектрических структур, что может быть востребовано в сфере технологии их производства и в сфере их практического применения.

*Ключевые слова*: обменные спиновые волны, электромагнитные волны, эпитаксиальные пленки ЖИГ, магнитная неоднородность пленок ЖИГ, методика измерений.

Благодарности. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10191).

Для цитирования: Тихонов В. В., Губанов В. А. Спин-волновая диагностика эпитаксиальных феррит-диэлектрических структур // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 592–604. DOI: 10.18500/0869-6632-003005. EDN: TTGDKE

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (СС-ВУ 4.0).

## Spin-wave diagnostics of epitaxial ferrite-dielectric structures

V. V. Tikhonov<sup>⊠</sup>, V.A. Gubanov

Saratov State University, Russia E-mail: ⊠tvlad4@yandex.ru, vladmeen@gmail.com Received 30.05.2022, accepted 17.08.2022, published 30.09.2022

Abstract. Purpose of this study is to elucidate the mechanism of transformation of electromagnetic and exchange spin waves (ESW) in a thin transition layer of epitaxial ferrite-dielectric structures, as well as to investigate the possibilities of using short-wave ESW to diagnose magnetic inhomogeneities of epitaxial yttrium-iron garnet (YIG) films. *Methods*. In this paper, we study the hybridization processes of electromagnetic and exchange spin waves that occur in the transition layer of the YIG film. The features of the dispersion of coupled waves in the vicinity of phase synchronism frequencies under normal and tangential magnetization of the YIG film are investigated. *Results*. It is shown that within of the thickness transition layer, the dispersion of the excited ESW experiences significant distortions, which manifests itself in frequency shifts of the spin-wave resonance. Based on this, a method for calculating the distribution of spontaneous magnetization over the thickness of the YIG film was proposed, which was used to simulate the processes of excitation of spin-wave resonances. *Conclusion*. The proposed technique of spin-wave diagnostics of YIG films can be effectively used for non-destructive testing of all types of epitaxial ferrite-dielectric structures, which may be in demand in the field of production and in the field of their practical application.

Keywords: exchange spin waves, electromagnetic waves, epitaxial YIG films, magnetic inhomogeneity of YIG films, measurement technique.

Acknowledgements. The research was funded by the Russian Science Foundation (project No. 20-79-10191).

*For citation*: Tikhonov VV, Gubanov VA. Spin-wave diagnostics of epitaxial ferrite-dielectric structures. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5):592–604. DOI: 10.18500/0869-6632-003005

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

#### Введение

Современный этап развития микро- и наноэлектроники характеризуется широким применением квантовых явлений в твердых телах. Это послужило основанием для бурного развития фундаментальных и прикладных исследований в области микро- и наномагнетизма. В плане практического применения наибольший интерес представляют исследования спин-волновых возбуждений в магнитоупорядоченных ферритовых средах. На базе этих исследований сформировались новые научные направления, такие как спин-волновая электроника [1], спинтроника [2] и магноника [3–5]. Дальнейшее развитие этих направлений было связано с практическим освоением сверхкоротких обменных спиновых волн (ОСВ) с длинами порядка 100 нм и менее [6]. Существование спиновых волн было предсказано в 1930 году в знаменитой работе Блоха [7]. Однако их практическое освоение началось сравнительно недавно. Это стало возможным благодаря созданию высококачественных эпитаксиальных пленок железоиттриевого граната (ЖИГ), выращенных на немагнитных подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) [8–10]. Пленки ЖИГ оказались наиболее благоприятной средой распространения спиновых волн. Однако по некоторым показателям они требовали дальнейшего улучшения. Наиболее острой проблемой пленок ЖИГ являлась многослойность, которая неизбежно возникала в процессе эпитаксиального роста. На внутренней поверхности пленки, граничащей с подложкой ГГГ, всегда формировался переходный (диффузионный) слой, который характеризовался пониженной намагниченностью. Это одинаково касалось пленок, выращенных методом жидкофазной эпитаксии [9] и методом ионно-лучевого распыления [10]. Полное устранение переходного слоя не представляется возможным. Можно лишь уменьшить его толщину за счет корректировки режима роста. Однако для этого были необходимы средства контроля распределения намагниченности по толщине пленок.

Эта проблема решалась методом послойного стравливания и спектрального анализа элементного состава пленки [9]. Однако это давало лишь качественное представление о магнитных свойствах слоев. К тому же сама пленка ЖИГ при этом полностью разрушалась. В то же время было известно, что магнитная неоднородность пленок ЖИГ способствует возбуждению обменных спиновых волн, бегущих в поперечном направлении пленки [11,12]. В случае импульсного возбуждения их можно было наблюдать в виде серии задержанных эхоимпульсов ОСВ, которые несут в себе информацию о магнитных свойствах среды распространения. По задержке эхоимпульсов можно было рассчитать распределение намагниченности по толщине пленки [13,14]. Однако эта методика была пригодна только для достаточно толстых пленок ЖИГ, в которых задержка эхоимпульсов значительно превышала длительность зондирующего СВЧ-импульса. В данной работе предлагается методика спин-волновой диагностики магнитной структуры пленки ЖИГ без каких-либо ограничений на толщину пленки. Предлагаемая методика основана на измерении частот спин-волнового резонанса и математической обработке результатов измерений.

#### 1. Методика измерений

В качестве испытуемого образца использовалась пленка ЖИГ, относительно которой было известно только то, что она была выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ с ориентацией поверхности (111). Экспериментальный образец пленки имел размеры  $2 \times 2$  мм. В задачу измерений входило определение набора параметров пленки, необходимых для моделирования процессов возбуждения спин-волновых резонансов.

Измерения проводились в непрерывном режиме возбуждения. Возбуждение резонансов осуществлялось квазиоднородным СВЧ магнитным полем, которое создавалось закороченным на конце микрополосковым преобразователем. Ширина преобразователя составляла 3 мм. Пленочный образец устанавливался вблизи закороченного конца преобразователя. Измерялись S11-параметры СВЧ-сигнала, отраженного от входа преобразователя. Измерения проводились при помощи векторного измерителя электрических цепей при касательном и нормальном намагничивании пленки. Результаты измерений представлены на рис. 1.



Рис. 1. Амплитудно-частотная характеристика отраженного сигнала экспериментального макета пленки ЖИГ: a — при касательном намагничивании (намагничивающее поле  $H_0 = 3972$  Э, резонансные частоты  $f_0 = 11.572$  ГГц,  $f_1 = 11.532$  ГГц); b — при нормальном намагничивании (намагничивающее поле  $H_0 = 5501$  Э, резонансные частоты  $f_0 = 10.089$  ГГц,  $f_1 = 10.095$  ГГц,  $f_2 = 10.103$  ГГц,  $f_3 = 10.116$  ГГц). На вставках представлена геометрия намагничивания пленочного образца

Fig. 1. The amplitude-frequency characteristic of the reflected signal of the experimental design of the YIG film: a – with tangential magnetization (magnetizing field  $H_0 = 3972$  Oe, resonant frequencies  $f_0 = 11.572$  GHz,  $f_1 = 11.532$  GHz); b – with normal magnetization (magnetizing field  $H_0 = 5501$  Oe, resonant frequencies  $f_0 = 10.089$  GHz,  $f_1 = 10.095$  GHz,  $f_2 = 10.103$  GHz,  $f_3 = 10.116$  GHz). The inserts show the magnetization geometry of the film sample

В обоих случаях в спектре отраженного сигнала наблюдались пики поглощения СВЧсигнала. Однако характер этих пиков существенно различался. При касательном намагничивании пленки наблюдались два резонансных пика, как показано на рис. 1, a. При нормальном намагничивании наблюдалась серия пиков, амплитуды которых монотонно спадали с ростом частоты возбуждения (см. рис. 1, b). Частоты пиков измерялись при помощи маркеров векторного измерителя. С ростом намагничивающего поля пики монотонно смещались в сторону более высоких частот. При этом интервалы частот между пиками также монотонно возрастали.

#### 2. Методика расчета

Для расчета параметров пленки ЖИГ решалось линеаризованное уравнение Ландау– Лифшица

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \gamma H_0 \left( \vec{m} \times \vec{z} \right) + \gamma M \left( \vec{z} \times \vec{h} \right) + \eta \vec{M} \left( \vec{z} \times \nabla^2 \vec{m} \right) = 0 \tag{1}$$

и система уравнений Максвелла

$$\nabla \times \vec{e} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left( \vec{h} + 4\pi \vec{m} \right),$$
  

$$\nabla \times \vec{h} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{e}}{\partial t},$$
  

$$\nabla \cdot \vec{e} = 0,$$
  

$$\nabla \cdot \left( \vec{h} + 4\pi \vec{m} \right) = 0,$$
  
(2)

где  $\vec{H_0} \parallel \vec{M} \parallel \vec{z}$  — постоянные составляющие намагничивающего поля и собственной намагниченности пленки ЖИГ,  $\vec{m}$ ,  $\vec{h}$ ,  $\vec{e} \sim \exp(i\omega t)$  — переменные составляющие намагниченности, магнитного и электрического поля. В расчетах использовалась постоянная неоднородного обмена  $\eta \approx (\gamma J_0/\mu_B) a^2 \simeq \gamma \alpha M = 7.64 \times 10^{-2} \text{ см}^2 \text{c}^{-1}$ , где  $J_0$  — интеграл обмена,  $\mu_B$  — магнетон Бора, a — постоянная кристаллической решетки пленки ЖИГ, которая с точностью 0.08% совпадала с постоянной решетки подложки ГГГ. Кристаллографическая анизотропия и диссипативные потери в пленке ЖИГ не учитывались.

Решение искалось в виде плоских монохроматических волн прецессии намагниченности  $\vec{m} \sim \exp\left[i\left(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r}\right)\right]$ , где  $\vec{k}$  – волновой вектор,  $\vec{r}$  – радиус вектор,  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота, f – частота возбуждения. С учетом этого уравнение Ландау–Лифшица (1) приводилось к виду

$$i\omega\vec{m} + (\omega_H + \eta k^2) (\vec{m} \times \vec{z}) = \gamma M (\vec{h} \times \vec{z}),$$
(3)

которое в координатной форме имело вид

$$i\omega m_x + (\omega_H + \eta k^2) m_y = \gamma M h_y,$$
  

$$i\omega m_y - (\omega_H + \eta k^2) m_x = -\gamma M h_x,$$
  

$$m_z = 0,$$
(4)

где  $\omega_H = \gamma H_i$ ,  $H_i$  — внутреннее поле пленки ЖИГ. Из уравнений Максвелла (2) были получены выражения для электромагнитных полей

$$\vec{e} = 4\pi \frac{k_0 \left(\vec{k} \times \vec{m}\right)}{k^2 - \varepsilon k_0^2}, \quad \vec{h} = 4\pi \frac{\varepsilon k_0^2 \vec{m} - \vec{k} \left(\vec{k} \cdot \vec{m}\right)}{k^2 - \varepsilon k_0^2}, \tag{5}$$

которые в координатной форме, с учетом  $m_z = 0$ , имели вид

$$\begin{cases} e_x = \frac{-4\pi k_0 k_z}{k^2 - \varepsilon k_0^2} m_y, \\ e_y = \frac{4\pi k_0 k_z}{k^2 - \varepsilon k_0^2} m_x, \\ e_z = \frac{4\pi k_0}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \left( k_x m_y - k_y m_x \right), \end{cases} \begin{cases} h_x = \frac{-4\pi}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \left[ \left( k_x^2 - \varepsilon k_0^2 \right) m_x + k_x k_y m_y \right], \\ h_y = \frac{-4\pi}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \left[ \left( k_y^2 - \varepsilon k_0^2 \right) m_y + k_x k_y m_x \right], \end{cases} (6)$$

где  $k_0 = \omega/c$  — волновое число электромагнитной волны,  $c \simeq 3 \cdot 10^{10}$  см/с — скорость света в вакууме.

Подстановкой в правую часть уравнений (4) выражений  $h_x$ ,  $h_y$  из (6) были получены уравнения связи поперечных компонент вектора прецессии намагниченности

$$m_y = \frac{\omega_M k_x k_y + i\omega \left(k^2 - \varepsilon k_0^2\right)}{\omega_M \left(\varepsilon k_0^2 - k_y^2\right) - \left(\omega_H + \eta k^2\right) \left(k^2 - \varepsilon k_0^2\right)} m_x,\tag{7}$$

$$m_x = \frac{\omega_M k_x k_y - i\omega \left(k^2 - \varepsilon k_0^2\right)}{\omega_M \left(\varepsilon k_0^2 - k_x^2\right) - \left(\omega_H + \eta k^2\right) \left(k^2 - \varepsilon k_0^2\right)} m_y.$$
(8)

Перемножая уравнения (7) и (8), нетрудно было получить выражение закона дисперсии спиновых волн

$$\omega^{2} = \left(\omega_{H} + \eta k^{2}\right)^{2} \left\{ \left[1 + \frac{\omega_{M}}{\omega_{H} + \eta k^{2}} \frac{k_{x}^{2} - \varepsilon k_{0}^{2}}{k^{2} - \varepsilon k_{0}^{2}}\right] \left[1 + \frac{\omega_{M}}{\omega_{H} + \eta k^{2}} \frac{k_{y}^{2} - \varepsilon k_{0}^{2}}{k^{2} - \varepsilon k_{0}^{2}}\right] - \left(\frac{\omega_{M}}{\omega_{H} + \eta k^{2}} \frac{k_{x} k_{y}}{k^{2} - \varepsilon k_{0}^{2}}\right)^{2} \right\}.$$
(9)

Делением уравнения (7) на (8) было получено выражение для определения параметра эллиптичности прецессии намагниченности

$$\left(\frac{m_y}{m_x}\right)^2 = \frac{\omega_M k_x k_y + i\omega \left(k^2 - \varepsilon k_0^2\right)}{\omega_M k_x k_y - i\omega \left(k^2 - \varepsilon k_0^2\right)} \cdot \frac{\left(\omega_H + \eta k^2\right) \left(k^2 - \varepsilon k_0^2\right) + \omega_M \left(k_x^2 - \varepsilon k_0^2\right)}{\left(\omega_H + \eta k^2\right) \left(k^2 - \varepsilon k_0^2\right) + \omega_M \left(k_y^2 - \varepsilon k_0^2\right)}.$$
 (10)

Выражения (9), (10) были получены в самом общем виде, но в случае безграничного феррита их можно было несколько упростить, выбрав положение осей координат так, чтобы волновой вектор  $\vec{k}$  полностью лежал в плоскости (x, z). Тогда подстановкой  $k_y = 0$  выражение закона дисперсии (9) приводилось к виду

$$\omega = \left(\omega_H + \eta k^2\right)\theta,\tag{11}$$

а выражение (10) – к виду

$$m_y = \pm i m_x \theta, \tag{12}$$

где  $\theta = \sqrt{\left[1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{k_x^2 - \varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2}\right] \left[1 - \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{\varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2}\right]}$  – параметр эллиптичности прецессии намагниченности. В случае возбуждения прецессии однородным СВЧ-полем, при  $k_0 = 0$ , выражение параметра эллиптичности значительно упрощалось

$$\theta = \sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{k_x^2}{k^2}}.$$
(13)

Используя параметр эллиптичности, можно было свести задачу к отысканию только одной компоненты вектора прецессии, например  $m_x$ .

Выражения (11)–(13) использовались для расчета параметров пленки ЖИГ. При этом полагалось, что в пределах толщины переходного слоя пленки ЖИГ (Fe<sub>3</sub>Y<sub>5</sub>O<sub>12</sub>) магнитные ионы Fe<sup>3+</sup>, Y<sup>5+</sup> были частично замещены немагнитными ионами Gd<sup>3+</sup>, Ga<sup>5+</sup> подложки ГГГ (Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>) [15]. Согласно теории диффузии в твердых телах [16], распределение концентрации замещающих ионов адекватно описывалось функцией Гаусса  $N \sim \exp\left[-(r_i/\sigma)^2\right]$ , где  $\sigma$  – феноменологический параметр распределения,  $r_i$  – координата в поперечном направлении пленки ЖИГ. С учетом этого распределение намагниченности по толщине пленки можно было представить в виде

$$M = M_0 \left[ 1 - \exp\left(-r_i^2/\sigma^2\right) \right],\tag{14}$$

где  $M_0$  — однородная намагниченность пленки вне переходного слоя. Функция распределения намагниченности (14) использовалась для расчета волновых характеристик волны прецессии при касательном ( $r_i = x$ ) и при нормальном ( $r_i = z$ ) намагничивании пленки. Рассматривались волны, бегущие в поперечном направлении пленки ЖИГ.

В случае касательного намагничивания пленки дисперсионное уравнение (11) приводилось к виду

$$\omega = \left(\omega_H + \eta k_x^2\right) \sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k_x^2}},\tag{15}$$

из которого нетрудно было получить выражение для волнового числа

$$k_x = \operatorname{Re}\left[\sqrt{\frac{1}{\eta}\left(\sqrt{\frac{\omega_M^2}{4} + \omega^2} - \frac{\omega_M}{2} - \omega_H\right)}\right],\tag{16}$$

где  $\omega = 2\pi f$ ,  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0 \left[ 1 - \exp\left(-x^2/\sigma^2\right) \right]$ . Выражение (16) использовалось для записи условия возбуждения волны прецессии. При касательном намагничивании пленки это условие совпадало с условием синхронизма (согласования) с внешним однородным СВЧ-полем и имело вид

$$k_x(f, H_0, M_0, \sigma, x) = 0.$$
(17)

Из условия (17) нетрудно было получить координатную зависимость частоты возбуждения

$$f(H_0, M_0, \sigma, x) = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_0 \left\{ H_0 + 4\pi M_0 \left[ 1 - \exp\left(-r_i^2/\sigma^2\right) \right] \right\}}$$
(18)

и частотную зависимость координаты плоскости возбуждения волны прецессии

$$x_0(f, H_0, M_0, \sigma) = \sigma \sqrt{\ln\left[\frac{4\pi M_0 H_0}{{H_0}^2 + 4\pi M_0 H_0 - (2\pi f/\gamma)^2}\right]}.$$
(19)

*Тихонов В. В., Губанов В. А.* Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

597

Подстановкой в (18) предельных значений координат  $x_{\min} = 0$  и  $x_{\max} = \infty$  были получены выражения граничных частот полосы возбуждения

$$f_{\min} = \frac{\gamma H_0}{2\pi},\tag{20}$$

$$f_{\max} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_0 \left(H_0 + 4\pi M_0\right)}.$$
 (21)

Из выражения (21) нетрудно было получить формулу расчета однородной намагниченности пленки вне переходного слоя

$$M_0 = \frac{(2\pi f_{\text{max}}/\gamma)^2 - H_0^2}{4\pi H_0}.$$
(22)

Подстановкой в (22) экспериментальных значений поля  $H_0 = 3972$  Э и резонансной частоты  $f_{\rm max} = f_0 = 13.536$  ГГц было получено значение параметра  $M_0 \simeq 151$  Гс.

Для расчета параметра распределения намагниченности о использовалось фазовое условие возбуждения спин-волновых резонансов  $\varphi = n\pi$ , где  $\varphi$  — набег фазы волны прецессии на длине пробега  $l = x_0 - 0$ . Для первой моды CBP это условие имело вид

$$\varphi(f, H_0, M_0, \sigma) = \int_{0}^{x_0(f, H_0, M_0, \sigma)} k_x(f, H_0, M_0, \sigma, x) \, dx = \pi.$$
(23)

При подстановке в (23) намагничивающего поля  $H_0 = 3972$  Э, резонансной частоты  $f_1 = 13.49$  ГГц и параметра  $M_0 \simeq 151$  Гс было получено уравнение  $\varphi(\sigma) = \pi$ , которое решалось численными методами. В результате было получено значение параметра  $\sigma \simeq 6.48 \times 10^{-6}$  см.

В случае нормального намагничивания пленки дисперсионное уравнение (11) приводилось к виду

$$\omega = \omega_H + \eta k_z^2, \tag{24}$$

из которого следовало выражение для волнового числа

$$k_z = \operatorname{Re}\left(\sqrt{\frac{\omega - \omega_H}{\eta}}\right),$$
 (25)

где  $\omega_H = \gamma H_0 - 4\pi\gamma M_0 \left[1 - \exp\left(-z^2/\sigma^2\right)\right]$ . Здесь и в дальнейшем использовались параметры  $M_0$  и о, полученные в расчетах для случая касательного намагничивания пленки. Как и в предыдущем случае, из условия возбуждения волны прецессии  $k_z (f, H_0, M_0, \sigma, z) = 0$  были получены выражения частот

$$f(H_0, M_0, \sigma, z) = \frac{\gamma}{2\pi} \left\{ H_0 - 4\pi M_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{z^2}{\sigma^2}\right) \right] \right\}$$
(26)

и координат плоскости возбуждения волны прецессии

$$z_0(f, H_0, M_0, \sigma) = \sigma \sqrt{\ln\left[\frac{4\pi\gamma M_0}{2\pi f - \gamma (H_0 - 4\pi M_0)}\right]}.$$
 (27)

Подстановкой в (26) предельных значений координат  $z_{\min} = 0$  и  $z_{\max} = \infty$  были получены выражения граничных частот полосы возбуждения

$$f_{\min} = \frac{\gamma}{2\pi} (H_0 - 4\pi M_0), \quad f_{\max} = \frac{\gamma H_0}{2\pi}.$$
 (28)

Для расчета толщины пленки ЖИГ h использовалось фазовое условие возбуждения спинволновых резонансов в виде

$$\int_{z_0(f,H_0,M_0,\sigma)}^h k_z (f_n, H_0, M_0, \sigma, z) dz = n\pi.$$
(29)

Подстановкой в (29) экспериментальных значений  $H_0 = 5501$  Э,  $f_3 = 10.128$  ГГц и рассчитанных значений  $M_0 \simeq 151$  Гс,  $\sigma \simeq 6.48 \times 10^{-6}$  см было получено уравнение  $\varphi(h, n) = n\pi$ , которое решалось численными методами. В результате было получено искомое значение толщины пленки  $h \simeq 2.15$  мкм.

### 3. Обсуждение

Найденные значения параметров  $M_0$ ,  $\sigma$  и h использовались для моделирования процессов возбуждения спин-волновых резонансов в выбранном образце пленки ЖИГ. На рис. 2 представлен расчетный график распределения спонтанной намагниченности по толщине экспериментального образца пленки ЖИГ.

Видно, что в пределах толщины переходного слоя намагниченность пленки монотонно возрастала по закону нормального распределения от нуля до  $M_0 = 151$  Гс. Используя принцип  $3\sigma$ , нетрудно было рассчитать толщину переходного слоя  $\delta \simeq 0.19$  мкм.

На рис. 3 представлены 3D-графики законов дисперсии ОСВ при касательном  $k_x(f, x)$  (рис. 3, *a*) и нормальном намагничивании пленки ЖИГ  $k_z(f, z)$  (рис. 3, *b*).

Видно, что в пределах толщины переходного слоя дисперсия ОСВ испытывает сильные искажения, причем характер этих искажений существенно зависел от ориентации намагничивающего поля. При касательном намагничивании возникал сдвиг дисперсионной поверхности



Рис. 2. Распределение спонтанной намагниченности по толщине экспериментального образца пленки ЖИГ Fig. 2. The distribution of spontaneous magnetization over the thickness of the experimental YIG film sample



Рис. 3. Дисперсия обменной спиновой волны при касательном (*a*) и при нормальном (*b*) намагничивании экспериментальной пленки ЖИГ

Fig. 3. The dispersion of the precession wave at tangential (a) and at normal (b) magnetization of the experimental YIG film

в область более низких частот. При нормальном намагничивании возникал сдвиг дисперсионной поверхности вглубь пленки ЖИГ. Согласно условию согласования с внешним однородным СВЧ-полем, зарождение волны прецессии возникало на линии пересечения дисперсионных поверхностей  $k_x(f, x)$  и  $k_z(f, z)$  с плоскостью  $k_x = 0$  и  $k_z = 0$ . Используя выражения (19) и (27), нетрудно было рассчитать частотную зависимость координат возбуждения волны прецессии при касательном  $x_0(f)$  (рис. 4, *a*) и нормальном намагничивании пленки ЖИГ  $z_0(f)$  (рис. 4, *b*).

Из сравнения графиков на рис. 2 и рис. 4, a, b следует, что частоты  $f_0$  наиболее интенсивных пиков на рис. 1, a, b соответствуют частотам возбуждения однородной прецессии намагниченности в однородной части пленки ЖИГ. Из этого следует (см. рис. 3, a), что при касательном намагничивании пленки частота  $f_1 < f_0$  соответствует частоте возбуждения первой моды неоднородного спин-волнового резонанса, возбуждаемого в пределах толщины переходного слоя.



Рис. 4. Координаты плоскости возбуждения волны прецессии при касательном (*a*) и при нормальном (*b*) намагничивании пленки ЖИГ

Fig. 4. Coordinates of the excitation plane of the precession wave at tangential (a) and at normal (b) magnetization of the YIG film



Рис. 5. Эпюры спин-волновых резонансов в экспериментальном образце пленки ЖИГ при касательном намагничивании (*a*) и при нормальном намагничивании (*b*). *n* = 1, 2, 3 – номера резонансных мод (цвет online)

Fig. 5. Plots of spin-wave resonances in an experimental sample of a YIG film under tangential magnetization (*a*) and under normal magnetization (*b*). n = 1, 2, 3 – the numbers of resonant modes (color online)

Резонансные моды более высокого порядка в наших экспериментах не наблюдались. Аналогично в случае нормального намагничивания пленки частоты  $f_1, f_2, f_3, ... > f_0$  также соответствуют частотам неоднородных резонансов, но, в отличие от предыдущего, возбуждаемых в основном в однородной части пленки ЖИГ.

На рис. 5 представлены эпюры неоднородных спин-волновых резонансов при касательном намагничивании  $m_x \sim \sin [k_x (f_1, x) x]$  (рис. 5, *a*) и при нормальном намагничивании пленки ЖИГ  $m_x \sim \sin [k_z (f_n, z) z]$  (рис. 5, *b*).

Видно, что неоднородность намагниченности в переходном слое существенно искажает синусоидальный характер колебаний. Это наиболее ярко проявлялось при касательном намагничивании пленки. При нормальном намагничивании пленки искажения проявлялись только вблизи координаты возбуждения обменной спиновой волны.

## Заключение

На основании проведенных исследований было показано, что переходный (диффузионный) слой, неизбежно возникающий на внутренней поверхности эпитаксиальной пленки ЖИГ, играет важную роль в процессе возбуждения коротковолновых обменных спиновых волн. Неоднородность намагниченности в переходном слое обеспечивает условие гибридизации и преобразования энергии электромагнитных и обменных спиновых волн. Возбуждаемые спиновые волны весьма чувствительны к магнитным свойствам среды распространения, что проявляется в сдвиге частот спин-волновых резонансов. На основании этого была предложена методика измерения распределения намагниченности по толщине эпитаксиальных пленок ЖИГ. Предложенная методика была основана на измерении частот спин-волновых резонансов и математической обработке результатов измерений. Было установлено, что тонкий переходный слой обладает собственными резонансными свойствами, которые проявляются при касательном намагничивании пленки ЖИГ. Методика спин-волновой диагностики может эффективно применяться для неразрушающего контроля всех типов пленочных ферритовых структур, что, несомненно, будет востребовано в сфере производства многослойных ферритовых пленок и в сфере их практического применения.

## Список литературы

- Kajiwara Y., Harii K., Takahashi S., Ohe J., Uchida K., Mizuguchi M., Umezawa H., Kawai H., Ando K., Takanashi K., Maekawa S., Saitoh E. Transmission of electrical signals by spinwave interconversion in a magnetic insulator // Nature. 2010. Vol. 464, no. 7286. P. 262–266. DOI: 10.1038/nature08876.
- Hirohata A., Yamada K., Nakatani Y., Prejbeanu I.-L., Diény B., Pirro P., Hillebrands B. Review on spintronics: Principles and device applications // J. Magn. Magn. Mater. 2020. Vol. 509. P. 166711. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166711.
- 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. Магноника – новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // УФН. 2015. Т. 185, № 10. С. 1099–1128. DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099.
- Barman A., Gubbiotti G., Ladak S., Adeyeye A. O., Krawczyk M., Gräfe J., Adelmann C., Cotofana S., Naeemi A., Vasyuchka V. I., Hillebrands B., Nikitov S. A., Yu H., Grundler D., Sadovnikov A. V., Grachev A. A., Sheshukova S. E., Duquesne J.-Y., Marangolo M., Csaba G., Porod W., Demidov V. E., Urazhdin S., Demokritov S. O., Albisetti E., Petti D., Bertacco R., Schultheiss H., Kruglyak V. V., Poimanov V. D., Sahoo S., Sinha J., Yang H., Münzenberg M., Moriyama T., Mizukami S., Landeros P., Gallardo R. A., Carlotti G., Kim J.-V., Stamps R. L., Camley R. E., Rana B., Otani Y., Yu W., Yu T., Bauer G. E. W., Back C., Uhrig G. S., Dobrovolskiy O. V., Budinska B., Qin H., van Dijken S., Chumak A. V., Khitun A., Nikonov D. E., Young I. A., Zingsem B. W., Winklhofer M. The 2021 magnonics roadmap // J. Phys. Condens. Matter. 2021. Vol. 33, no. 41. P. 413001. DOI: 10.1088/1361-648X/abec1a.
- 5. *Pirro P., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B.* Advances in coherent magnonics // Nat. Rev. Mater. 2021. Vol. 6, no. 12. P. 1114–1135. DOI: 10.1038/s41578-021-00332-w.
- 6. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
- Bloch F. Zur Theorie des Ferromagnetismus // Z. Physik. 1930. Bd. 61, Nr. 3–4. S. 206–219. DOI: 10.1007/BF01339661.
- 8. *Shone M*. The technology of YIG film growth // Circuits Systems and Signal Process. 1985. Vol. 4, no. 1–2. P. 89–103. DOI: 10.1007/BF01600074.
- 9. *Ющук С. И.* Слоистая структура эпитаксиальных пленок железо-иттриевого граната // ЖТФ. 1999. Т. 69, № 12. С. 62–64.
- Park M.-B., Cho N.-H. Structural and magnetic characteristics of yttrium iron garnet (YIG, Ce : YIG) films prepared by RF magnetron sputter techniques // J. Magn. Magn. Mater. 2001. Vol. 231, no. 2–3. P. 253–264. DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00068-3.
- 11. *Тихонов В. В., Толкачев А. В.* Линейное возбуждение обменных спиновых волн в имплантированных пленках ЖИГ // ФТТ. 1994. Т. 36, № 1. С. 185–193.
- 12. *Temiryazev A. G., Tikhomirova M. P., Zilberman P. E., Maryakhin A. V.* Excitation and propagation of exchange spin waves in ferrite films with nonuniformity of magnetic parameters across the film thickness // J. Phys. IV France. 1997. Vol. 7, no. 1. P. C1-395–C1-398. DOI: 10.1051/jp4:19971160.
- 13. *Tikhonov V. V., Litvinenko A. N.* Spin-wave diagnostics of the magnetization distribution over the thickness of a ferrite film // Appl. Phys. Lett. 2019. Vol. 115, no. 7. P. 072410. DOI: 10.1063/1.5098116.
- Tikhonov V. V., Litvinenko A. N. Exchange spin waves and their application for diagnostics of the layered structure of epitaxial YIG films // J. Magn. Magn. Mater. 2020. Vol. 515. P. 167241. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.167241.
- 15. Mitra A., Cespedes O., Ramasse Q., Ali M., Marmion S., Ward M., Brydson R. M. D., Kinane C. J., Cooper J. F. K., Langridge S., Hickey B. J. Interfacial origin of the magnetisation suppression of

thin film yttrium iron garnet // Scientific Reports. 2017. Vol. 7, no. 1. P. 11774. DOI: 10.1038/s41598-017-10281-6.

16. *Mehrer H.* Diffusion in Solids: Fundamentals, Methods, Materials, Diffusion-Controlled Processes. Berlin: Springer, 2007. 654 p. DOI: 10.1007/978-3-540-71488-0.

# References

- 1. Kajiwara Y, Harii K, Takahashi S, Ohe J, Uchida K, Mizuguchi M, Umezawa H, Kawai H, Ando K, Takanashi K, Maekawa S, Saitoh E. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. Nature. 2010;464(7286):262–266. DOI: 10.1038/nature08876.
- 2. Hirohata A, Yamada K, Nakatani Y, Prejbeanu IL, Diény B, Pirro P, Hillebrands B. Review on spintronics: Principles and device applications. J. Magn. Magn. Mater. 2020;509:166711. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166711.
- Nikitov SA, Kalyabin DV, Lisenkov IV, Slavin AN, Barabanenkov YN, Osokin SA, Sadovnikov AV, Beginin EN, Morozova MA, Sharaevsky YP, Filimonov YA, Khivintsev YV, Vysotsky SL, Sakharov VK, Pavlov ES. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics. Phys. Usp. 2015;58(10):1002–1028. DOI: 10.3367/UFNe.0185.201510m.1099.
- 4. Barman A, Gubbiotti G, Ladak S, Adeyeye AO, Krawczyk M, Gräfe J, Adelmann C, Cotofana S, Naeemi A, Vasyuchka VI, Hillebrands B, Nikitov SA, Yu H, Grundler D, Sadovnikov AV, Grachev AA, Sheshukova SE, Duquesne JY, Marangolo M, Csaba G, Porod W, Demidov VE, Urazhdin S, Demokritov SO, Albisetti E, Petti D, Bertacco R, Schultheiss H, Kruglyak VV, Poimanov VD, Sahoo S, Sinha J, Yang H, Münzenberg M, Moriyama T, Mizukami S, Landeros P, Gallardo RA, Carlotti G, Kim JV, Stamps RL, Camley RE, Rana B, Otani Y, Yu W, Yu T, Bauer GEW, Back C, Uhrig GS, Dobrovolskiy OV, Budinska B, Qin H, van Dijken S, Chumak AV, Khitun A, Nikonov DE, Young IA, Zingsem BW, Winklhofer M. The 2021 magnonics roadmap. J. Phys. Condens. Matter. 2021;33(41):413001. DOI: 10.1088/1361-648X/abec1a.
- 5. Pirro P, Vasyuchka VI, Serga AA, Hillebrands B. Advances in coherent magnonics. Nat. Rev. Mater. 2021;6(12):1114–1135. DOI: 10.1038/s41578-021-00332-w.
- 6. Akhiezer AI, Bar'jachtar VG, Peletminskii SV. Spin Waves. Amsterdam: North-Holland Publishing Company; 1968. 372 p.
- 7. Bloch F. Zur Theorie des Ferromagnetismus. Z. Physik. 1930;61(3–4):206–219 (in German). DOI: 10.1007/BF01339661.
- 8. Shone M. The technology of YIG film growth. Circuits Systems and Signal Process. 1985;4(1–2):89–103. DOI: 10.1007/BF01600074.
- 9. Yushchuk SI. Layered structure of epitaxial yttrium iron garnet films. Tech. Phys. 1999;44(12):1454–1456. DOI: 10.1134/1.1259547.
- Park MB, Cho NH. Structural and magnetic characteristics of yttrium iron garnet (YIG, Ce : YIG) films prepared by RF magnetron sputter techniques. J. Magn. Magn. Mater. 2001;231(2–3):253–264. DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00068-3.
- 11. Tikhonov VV, Tolkachev AV. Linear excitation of exchange spin waves in implanted YIG films. Phys. Solid State. 1994;36:101–105.
- 12. Temiryazev AG, Tikhomirova MP, Zilberman PE, Maryakhin AV. Excitation and propagation of exchange spin waves in ferrite films with nonuniformity of magnetic parameters across the film thickness. J. Phys. IV France. 1997;7(1):C1-395–C1-398. DOI: 10.1051/jp4:19971160.
- 13. Tikhonov VV, Litvinenko AN. Spin-wave diagnostics of the magnetization distribution over the thickness of a ferrite film. Appl. Phys. Lett. 2019;115(7):072410. DOI: 10.1063/1.5098116.
- 14. Tikhonov VV, Litvinenko AN. Exchange spin waves and their application for diagnostics of the layered structure of epitaxial YIG films. J. Magn. Magn. Mater. 2020;515:167241. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.167241.

- Mitra A, Cespedes O, Ramasse Q, Ali M, Marmion S, Ward M, Brydson RMD, Kinane CJ, Cooper JFK, Langridge S, Hickey BJ. Interfacial origin of the magnetisation suppression of thin film yttrium iron garnet. Scientific Reports. 2017;7(1):11774. DOI: 10.1038/s41598-017-10281-6.
- 16. Mehrer H. Diffusion in Solids: Fundamentals, Methods, Materials, Diffusion-Controlled Processes. Berlin: Springer; 2007. 654 p. DOI: 10.1007/978-3-540-71488-0.



Тихонов Владимир Васильевич — родился в с. Альметьевка Альметьевского р-на (Татарстан, 1951). Окончил с отличием Саратовский государственный университет по направлению «Физика» (1974). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности «Физика полупроводников и диэлектриков» (1986, ИРЭ РАН). В 1989 году присвоено ученое звание старшего научного сотрудника. Защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности «Физика магнитных явлений» (2011, ИРЭ РАН). Работает в Институте физики Саратовского государственного университета в должности профессора. Научные интересы — физика процессов возбуждения, распространения и гибридизации электромагнитных, спиновых и упругих волн в многослойных феррит-ферритовых и феррит-диэлектрических структурах. Опубликовано свыше 90 статей по указанным направлениям.

Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского E-mail: tvlad4@yandex.ru ORCID: 0000-0002-1422-7324 AuthorID (eLibrary.Ru): 18697



Губанов Владислав Андреевич — родился в п. Этыркэн Верхнебуреинского р-на Хабаровского края (1994). Получил степень бакалавра (2016) по специальности «Радиофизика» на факультете нелинейных процессов и степень магистра (2018) по специальности «Радиофизика» на физическом факультете Саратовского государственного университета. Является постоянным участником научных конференций. Работает младшим научным сотрудником в лаборатории «Магнитные Метаматериалы» Научно-исследовательского института механики и физики СГУ. Научные интересы: планарные структуры, метаматериалы, системы обработки и передачи информации, бриллюэновская спектроскопия, управляемые микро- и наноструктуры. Имеет 23 научные статьи в реферируемых научных журналах.

Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского E-mail: vladmeen@gmail.com ORCID: 0000-0003-3643-1315 AuthorID (eLibrary.Ru): 1029889



Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5 Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Научная статья УДК 537.86 DOI: 10.18500/0869-6632-003006 EDN: TXDSAP

# Перестраиваемая спин-волновая линия задержки на основе феррита и диоксида ванадия

А. А. Никитин<sup>,</sup>, А. Е. Комлев, А. А. Никитин, А. Б. Устинов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Россия

E-mail: 🖂 alalnikitin@etu.ru, a.e.komlev@gmail.com, and.a.nikitin@gmail.com, Ustinov\_rus@yahoo.com Поступила в редакцию 2.06.2022, принята к публикации 14.07.2022, опубликована 30.09.2022

Аннотация. Одним из ключевых элементов современной радиоэлектроники являются линии задержки, которые широко используется как для генерации СВЧ-сигналов, так и для их обработки. Спин-волновые линии задержки на основе эпитаксиальных ферритовых пленок обеспечивают высокие значения времени задержки и малые габариты. Обычно электронное управление временем задержки в таких линиях реализуется только путем изменения напряженности внешнего магнитного поля, что имеет ряд практических недостатков. Использование структур, состоящих из ферритовых пленок и материалов с фазовым переходом металл-диэлектрик, позволяет улучшить рабочие характеристики спин-волновых линий задержки, в частности, снизить их энергопотребление и повысить скорость управления временем задержки. Цель. Разработка перестраиваемой спин-волновой линии задержки на основе пленок феррита и диоксида ванадия, а также исследование ее рабочих характеристик. Методы. Экспериментальные исследования проводились на сконструированном макете перестраиваемой линии задержки СВЧ-сигнала на основе пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) и диоксида ванадия (VO<sub>2</sub>). Ферритовый волновод был изготовлен из эпитаксиальной пленки ЖИГ, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната. Пленка диоксида ванадия была сформирована на подложке из диоксида кремния методом реактивного магнетронного распыления на постоянном токе. СВЧ измерения проводились с помощью векторного анализатора цепей R&S®ZVA40. Результаты. Показано, что в результате фазового перехода металл-диэлектрик, обусловленного нагревом пленки VO2, происходит перестройка дисперсионных характеристик поверхностных спиновых волн в исследуемой линии задержки. Такая перестройка сопровождается изменением групповой скорости рабочих волн, что обеспечивает возможность управления временем задержки. В частности, в работе представлена конструкция линии задержки длиной 5 мм, которая обеспечивает управление временем задержки СВЧсигнала в пределах от 130 до 150 нс на частоте 4.33 ГГц. Заключение. Экспериментально продемонстрирован принцип управления временем задержки с помощью фазового перехода металл-диэлектрик, происходящего в пленке VO<sub>2</sub>. В частности, для исследуемой структуры было установлено, что переход пленки VO<sub>2</sub> из непроводящего в проводящее состояние приводит к изменению времени задержки на 15%. Рассмотренные структуры могут быть использованы в различных приложениях, имеющих перспективные применения в области обработки СВЧ-сигналов.

Ключевые слова: спиновые волны, феррит, переход металл-диэлектрик, диоксид ванадия, СВЧ-устройства.

*Благодарности*. Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-01024-21-02 от 29.09.2021 (проект FSEE-2021-0015).

Для цитирования: Никитин А.А., Комлев А.Е., Никитин А.А., Устинов А.Б. Перестраиваемая спин-волновая линия задержки на основе феррита и диоксида ванадия // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 605–616. DOI: 10.18500/0869-6632-003006. EDN: TXDSAP

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

© Никитин А. А., Комлев А. Е., Никитин А. А., Устинов А. Б., 2022

### Tunable spin-wave delay line based on ferrite and vanadium dioxide

A. A. Nikitin<sup> $\square$ </sup>, A. E. Komlev, A. A. Nikitin, A. B. Ustinov

Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI", Russia E-mail: ⊠alalnikitin@etu.ru, a.e.komlev@gmail.com, and.a.nikitin@gmail.com, Ustinov\_rus@yahoo.com Received 2.06.2022, accepted 14.07.2022, published 30.09.2022

Abstract. One of the key elements for modern microwave circuits is a delay line, which is widely utilized for the signal generation as well as processing. Spin-wave delay lines based on ferrite films provide a high delay time and small dimensions. Typically, the performance characteristics of such lines are tuned by the variation of an externally applied magnetic field characterized by some drawbacks. The phenomenon of a metal-insulator transition (MIT) in the phase change materials permits to improve the performance characteristics of the spin-wave delay lines. In particular, this concept allows to reduce the power consumption and improve the control speed of a delay time. Aim. Development of a tunable spin-wave delay line based on ferrite and vanadium dioxide films, as well as the study of its performance characteristics. Methods. Experimental investigations were carried out for the delay line composed of the yttrium iron garnet (YIG) and vanadium dioxide (VO<sub>2</sub>) films. The ferrite waveguide was fabricated from a single-crystal YIG film grown on a gallium gadolinium garnet substrate. A vanadium dioxide film was formed on a silicon dioxide substrate by DC reactive magnetron sputtering. The microwave measurements were carried out using the vector network analyzer R&S®ZVA40. Results. It was shown that heating of the VO<sub>2</sub> film induces a sufficient drop of its resistance that causes the transformation of the spin-wave dispersion characteristic. This leads to the decrease in the group velocity of the propagating waves providing a growth of a delay time. Namely, experimental structure of 5-mm length offers a tunable time delay range from 130 up to 150 ns at the operating frequency of 4.33 GHz. Conclusion. A proof-of-principle for the MIT control of the delay time composed on the YIG-VO2 structure has been presented. It was shown that a switch of  $VO_2$  film from the isolating into conducting state produces a 15% change in the delay time. The considered microwave delay lines look favorable for applications as a complimentary part to the traditional approach for general computing and microwave signal processing.

Keywords: spin waves, ferrites, metal-insulator transition, vanadium dioxide, microwave devices.

Acknowledgements. This work was supported by Ministry of Education and Science of Russian Federation (Project "Goszadanie") grant No. 075-01024-21-02 by 29.09.2021 (Project FSEE-2021-0015).

*For citation*: Nikitin AA, Komlev AE, Nikitin AA, Ustinov AB. Tunable spin-wave delay line based on ferrite and vanadium dioxide. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5):605–616. DOI: 10.18500/0869-6632-003006

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

#### Введение

Одним из ключевых элементов современной радиоэлектроники являются линии задержки (ЛЗ), которые широко используется как для генерации СВЧ-сигналов, так и для их обработки. Особенностью аналоговых линий задержки является плавное изменение времени задержки сигналов, амплитуда которых непрерывно изменяется. В результате активного развития техники и технологии такие СВЧ-устройства были разработаны с использованием волн различной природы, среди которых наибольшее распространение получили оптические, магнитные и акустические волны [1]. Оптоволоконные линии задержки среди различных конструкций демонстрируют значительно более широкую рабочую полосу и более высокое быстродействие, что является важным параметром для сверхширокополосных систем. Основным недостатком, ограничивающим применение таких устройств, являются габариты. По сравнению с перечисленными выше спин-волновые (СВ) линии задержки на основе эпитаксиальных ферритовых пленок обеспечивают значительно большее погонное время задержки, следовательно, меньшие габариты [2]. Групповая скорость СВ меньше

> Никитин А. А., Комлев А. Е., Никитин А. А., Устинов А. Б. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

скорости света на 4–7 порядков в зависимости от толщины ферритовой пленки и ее магнитных свойств. Например, для прохождения расстояния 1 мм в пленке железоиттриевого граната (ЖИГ) толщиной 4 мкм, спиновой волне требуется такое же время, как и свету для прохождения расстояния 100 м в оптическом волокне. Более того, благодаря появлению новых методов получения пленок ЖИГ субмикронной толщины [3–5], такое же время задержки может быть получено для микронных или даже субмикронных расстояний распространения спиновых волн. Таким образом, спин-волновые линии задержки на пленке ЖИГ представляют собой сверхкомпактные линии задержки (ЛЗ), технология которых совместима с технологией изготовления СВЧ гибридных интегральных схем.

Другой ключевой особенностью распространения спиновых волн в эпитаксиальных пленках ЖИГ является разнообразие их дисперсионных характеристик. Эта особенность позволяет проектировать и создавать линии задержки различных типов [2, 6]. Дисперсионные линии задержки с линейной зависимостью времени задержки от частоты реализуются в ферритовых пленках, включающих металлический слой [7,8]. Бездисперсионные линии задержки состоят из экранированных с обеих сторон ферритовых пленок либо из комбинации двух последовательно соединенных линий задержки [9, 10]. Общая идея большинства перечисленных работ основана на влиянии идеально проводящих слоев на распространение спиновых волн [11]. Исключением является работа [12], в которой исследовалось влияние конечной проводимости на спектр спиновых волн. Однако электронное управление временем задержки в таких линиях реализуется только путем изменения напряженности внешнего магнитного поля, используемого для намагничивания волноведущей структуры. Данный способ перестройки имеет такие недостатки, как относительно низкая скорость перестройки (порядка единиц микросекунд), значительное электропотребление, а также большие габариты.

Для преодоления перечисленных недостатков было предложено использовать композиционные материалы с разнесенными в разные слои, но взаимодействующими между собой, сегнетоэлектрической/пьезоэлектрической и ферромагнитной фазами [13–15]. Высокая практическая значимость таких гибридных структур, известных как искусственные мультиферроики, обусловлена возможностью создания устройств, сочетающих в себе преимущества миниатюрных спин-волновых элементов с возможностью двойного электронного управления их СВЧхарактеристиками. К примеру, в работе [16] была разработана управляемая ЛЗ, состоящая из пленки ЖИГ и магнониобата-титаната свинца. Принцип работы такого устройства основан на магнитоэлектрическом взаимодействии в феррит-пьезоэлектрической структуре, которое обеспечивает электрически индуцированную задержку СВЧ-сигнала на рабочей частоте. Отметим, что недостатком подобных структур является необходимость использования относительно толстых (более 100 мкм) пьезоэлектрических слоев. В результате для эффективного управления необходимо использовать высокое управляющее напряжение (до 500 В), что ограничивает возможность применения таких линий задержки. Таким образом, актуальной задачей является разработка альтернативных способов управления дисперсией спиновых волн. Одним из возможных способов решения данной задачи является использование структур, состоящих из ферритовых пленок и материалов с фазовым переходом металл-диэлектрик.

Среди различных сред, в которых реализуется фазовый переход металл-диэлектрик, диоксид ванадия (VO<sub>2</sub>) является одним из наиболее перспективных материалов для практического применения [17]. В частности, диоксид ванадия активно используется в полевых транзисторах [18], устройствах памяти и нейроморфных вычислений [19], спинтронных системах [20]. Такой большой научный интерес обусловлен уникальным физическим свойством VO<sub>2</sub>, а именно резким изменением его проводимости вблизи температуры фазового перехода (около 340 K). Более того, такой переход характеризуется высокой скоростью переключения (от пикосекунд до наносекунд) под воздействием различных факторов: термического [21], электрического [22], оптического [23] или под действием деформации [24].

В наших теоретических работах [25], [26] было исследовано влияние фазового перехода металл–диэлектрик на спектр спиновых волн в слоистых структурах феррит – диоксид ванадия. Позднее в работе [27] была экспериментально показана возможность управления групповой скоростью спиновых волн в пленках ЖИГ путем изменения проводимости пленки  $VO_2$ . В настоящей работе фазовый переход металл–диэлектрик используется для создания нового типа СВЧ спин-волновой линии задержки, состоящей из пленок феррита и диоксида ванадия. Исследование проводилось в три этапа. На первом этапе были изготовлены пленки  $VO_2$  и ЖИГ, а также проведен анализ их физических свойств. На втором этапе был спроектирован и изготовлен прототип линии задержки.

## 1. Исследование свойств пленок VO<sub>2</sub> и ЖИГ

Пленка диоксида ванадия толщиной 0.55 мкм была нанесена на подложку из диоксида кремния (SiO<sub>2</sub>) толщиной 500 мкм методом реактивного магнетронного распыления на постоянном токе. Образец имел размеры в плоскости ( $4 \times 4$ ) мм<sup>2</sup>. Для изучения электрических свойств осажденной пленки были измерены зависимости сопротивления VO<sub>2</sub> от температуры. Измерения проводились в зондовой станции с помощью источника-измерителя Keithley 2635A. Экспериментальные результаты, полученные в режимах нагрева и охлаждения, показаны на рис. 1 красными треугольниками и синими квадратами, соответственно.

Как видно из рис. 1, образец VO<sub>2</sub> демонстрирует фазовый переход металл-диэлектрик при температуре  $T \sim 340$  К. При этом пленка VO<sub>2</sub> находится в диэлектрическом состоянии при T ниже 334 К, а в проводящем состоянии — при T выше 345 К. Таким образом, изменение температуры в узком диапазоне от 334 до 345 К приводит к резкому падению сопротивления от 143 кОм до 75 Ом. Зависимости сопротивления, полученные в режимах нагрева и охлаждения,



Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления пленки  $VO_2$ Fig. 1. Temperature dependences of the  $VO_2$  resistance

характеризуются схожим поведением, смещенным на 3 К, что свидетельствует о небольших стехиометрических отклонениях в исследуемой пленке VO<sub>2</sub> [28].

На следующем этапе работы был изготовлен ферритовый волновод. В эксперименте использовалась эпитаксиальная пленка ЖИГ, выращенная на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) толщиной 500 мкм. Длина, ширина и толщина пленки равнялись 3 см, 2 мм и 5.7 мкм, соответственно, а ее намагниченность насыщения была равной  $4\pi M_s = 1900$  Гс при комнатной температуре. Полуширина кривой ферромагнитного резонанса пленок ЖИГ, измеренная на частоте 5 ГГц, составляла 0.5 Э.

Никитин А. А., Комлев А. Е., Никитин А. А., Устинов А. Б. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

## 2. Экспериментальный макет линии задержки на пленках VO2 и ЖИГ

Экспериментальный макет ЛЗ в продольном сечении показан на рис. 2. Исследуемая линия задержки состояла из пленки ЖИГ на подложке ГГГ, тонкого слоя  $VO_2$  и микрополосковых антенн, предназначенных для возбуждения и приема CB.

Следует сделать несколько комментариев по поводу конструкции линии задержки. Вопервых, короткозамкнутые входная и выходная микрополосковые антенны длиной 2.5 мм и шириной 50 мкм располагались на равных расстояниях от обоих концов ферритовой пленки на расстоянии 5 мм друг от друга. Исследуемая структура помещалась между полюсами электромагнита в однородное постоянное магнитное поле напряженностью 855 Э. Поле было направлено в плоскости ферритовой пленки параллельно антеннам, что обеспечивало возбуждение и распространение поверхностных спиновых волн в структуре.

Во-вторых, термическое переключение пленки VO<sub>2</sub>, находящейся в контакте с ЖИГ, в проводящее состояние приводит к значительному снижению намагниченности насыщения феррита, что вызывает частотный сдвиг передаточных характеристик слоистой структуры. Для предотвращения термического воздействия пленка VO<sub>2</sub> располагалась на противоположной стороне подложки ГГГ. Это обеспечивало термическую изоляцию пленок VO<sub>2</sub> и ЖИГ. Толщина ГГГ выбиралась таким образом, чтобы сохранить возможность эффективного управления динамикой CB с помощью фазового перехода металл–диэлектрик, но предотвратить тепловое воздействие на пленку ЖИГ. В ходе исследований было установлено, что уменьшение толщины подложки ГГГ с 500 мкм до 100 мкм обеспечивает сохранение эффективности управления временем задержки в исследуемой структуре и предотвращает тепловое воздействие на пленку ЖИГ. Кроме того, пленка ЖИГ дополнительно термостатировалась при температуре 331 К. Это обеспечивало устойчивость магнитных свойств пленки ЖИГ при нагреве пленки диоксида ванадия от T = 331 К до T = 346 К.

Далее рассмотрим принцип распространения поверхностной СВ через исследуемую линию задержки. Первоначально спиновая волна возбуждается входной микрополосковой антенной и распространяется в пленке ЖИГ. На границе, на которой подложка ГГГ находится в контакте с пленкой диоксида ванадия, дисперсия поверхностной СВ модифицируется в соответствии с изменением сопротивления VO<sub>2</sub>. Волна проходит через слоистую структуру и принимается выходной микрополосковой антенной, расположенной на поверхности пленки ЖИГ. Подача СВЧ-мощности к антеннам и ее отвод осуществлялись микрополосковыми линиями с волновым сопротивлением 50 Ом. Эти антенны были подключены к векторному анализатору цепей R&S®ZVA40 для измерений в непрерывном режиме.



Рис. 2. Линия задержки, состоящая из пленки ЖИГ на подложке гадолиний-галлиевого граната и пленки VO<sub>2</sub> на подложке SiO<sub>2</sub>

Fig. 2. Sketch of the delay line composed of the YIG film on the gadolinium gallium garnet substrate and the  $VO_2$  film on the  $SiO_2$  substrate

Никитин А.А., Комлев А.Е., Никитин А.А., Устинов А.Б. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

## 3. Исследование передаточных характеристик линии задержки на пленках VO<sub>2</sub> и ЖИГ

В данном разделе приводятся экспериментальные исследования линии задержки, содержащей пленки ЖИГ и VO<sub>2</sub>. Групповое время задержки и коэффициент передачи по мощности измерялись с помощью векторного анализатора цепей. Полученные результаты представлены на рис. 3. Для уточнения динамики спиновых волн в предложенной структуре измерения проводились как для диэлектрического (высокоомного), так и для проводящего (низкоомного) состояния пленки VO<sub>2</sub> при температурах 331 К и 346 К, соответственно.

Первоначально было проведено исследование спин-волновой линии задержки при температуре 331 К. Результаты измерений передаточных характеристик и времени задержки показаны на рис. 3, *a*, *c* черными линиями. Как видно из рис. 3, *a*, передаточная характеристика линии задержки описывается плавным увеличением вносимых потерь с 9 до 50 дБ в полосе частот от 4.17 до 4.64 ГГц. При этом зависимость времени задержки от рабочей частоты, показанная на рис. 3, *c*,



Рис. 3. Частотные зависимости вносимых потерь (a, b) и времени задержки (c, d) спиновых волн в исследуемой структуре с пленкой VO<sub>2</sub> в диэлектрическом (a, c) или проводящем (b, d) состоянии

Fig. 3. Frequency dependences of the insertion loss (a, b) and the delay time (c, d) accumulated by the spin waves in the designed structure with the VO<sub>2</sub> film exhibiting insulating (a, c) or conducting (b, d) state

Никитин А. А., Комлев А. Е., Никитин А. А., Устинов А. Б. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5 определяется законом дисперсии рабочих спиновых волн и имеет нелинейную зависимость, которую можно разделить на две условные области. В первой частотной области (4.17...4.47 ГГц) время задержки возрастает практически линейно от 100 до 180 нс, обеспечивая дисперсию групповой задержки  $D = d^2 \varphi / d\omega^2 = 46 \text{ hc}^2 / \text{рад}$ . Во второй частотной области (4.47...4.64 ГГц) время задержки характеризуется более резким нарастанием от 180 до 325 нс при  $D = 127 \text{ нc}^2 / \text{рад}$ . Частотные зависимости, показанные на рис. 3, *a*, *c*, характерны для спин-волновой линии задержки, состоящей только из ферритовой пленки. Это свидетельствует о том, что пленка диоксида ванадия в диэлектрическом состоянии не оказывает влияния на распространение спиновых волн в исследуемой волноведущей структуре в рабочем диапазоне частот.

Перейдем теперь к анализу передаточных характеристик и времени задержки для исследуемой структуры в случае, когда пленка VO<sub>2</sub> находится в проводящем состоянии при T = 346 K. Данные зависимости показаны на рис. 3, b, d красными линиями. Как видно из сравнения рис. 3, a и рис. 3, b, фазовый переход металл–диэлектрик в пленке  $VO_2$  оказывает существенное влияние на коэффициент передачи спин-волновой линии задержки. При этом частота отсечки СВ f = 4.17 ГГц не изменяется, что обусловлено конструкцией ЛЗ, в которой температура пленки ЖИГ поддерживается 331 К. Как видно на рис. 3, b, d, уменьшение сопротивления  $VO_2$  приводит к снижению групповой скорости спиновых волн, что вызывает увеличение времени задержки и потерь на распространение, а также приводит к сужению полосы пропускания до 310 МГц. Такой диапазон частот обусловлен наличием промежуточного слоя ГГГ. Как было показано в нашей предыдущей работе [26], увеличение толщины промежуточного диэлектрического слоя между ЖИГ и  $VO_2$  в проводящем состоянии сужает частотный диапазон, в котором групповая скорость СВ в слоистой структуре и свободной ферритовой пленке различаются. Неравномерность на рис. 3, b, близкая к частоте отсечки поверхностных СВ, объясняется наличием дополнительных источников потерь, связанных с рассогласованием волновых сопротивлений. Отметим, что для уменьшения уровня вносимых потерь, а также для расширения рабочего диапазона частот необходимо увеличение проводимости пленки VO<sub>2</sub> в металлическом состоянии, а также увеличение ее толщины [12,26].

Рассмотрим теперь зависимость времени задержки от частоты, представленную на рис. 3, *d*. В результате нагрева пленки VO<sub>2</sub> ширина полосы передаточной характеристики сужается, что приводит к формированию практически линейной области, для которой дисперсия групповой задержки имеет величину порядка  $D = 60 \text{ нc}^2/\text{рад}$ . При этом наиболее примечательной особенностью предложенной линии задержки является увеличение времени задержки на 15% (с 130 до 150 нс на частоте 4.33 ГГц) в полосе пропускания СВЧ-сигнала около 250 МГц. Такой диапазон перестройки реализуется за счет управляемого изменения сопротивления VO<sub>2</sub>, что оказывает существенное влияние на групповую скорость CB.

#### Заключение

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования CBЧ-свойств линии задержки, состоящей из пленок диоксида ванадия и железоиттриевого граната. Продемонстрирован принцип управления временем задержки с помощью фазового перехода металл-диэлектрик, происходящего в пленке  $VO_2$ . В частности, для исследуемой структуры было установлено, что переход пленки  $VO_2$  из непроводящего в проводящее состояние приводит к изменению времени задержки на 15%. Рассмотренные структуры могут быть использованы в различных приложениях, имеющих перспективные применения в области обработки CBЧ-сигналов. Кроме того, такие линии задержки могут применяться в такой новой области, как нейроморфные вычисления на принципах магноники [29, 30]. Большое время задержки и сильная нелинейность, которыми обладают спиновые волны, позволяют реализовать искусственную нейронную сеть с нелинейным отображением данных в пространство большей размерности [31]. Такой подход позволяет реализовать резервуарные вычисления, которые представляет собой один из основных методов обработки информации в областях машинного обучения и искусственного интеллекта.

# Список литературы

- 1. *Shahoei H., Yao J.* Delay lines // In: Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering. Hoboken, New Jersey: Wiley, 2014. P. 1–15. DOI: 10.1002/047134608X.W8234.
- Ishak W. S. Magnetostatic wave technology: a review // Proc. IEEE. 1988. Vol. 76, no. 2. P. 171– 187. DOI: 10.1109/5.4393.
- d'Allivy Kelly O., Anane A., Bernard R., Ben Youssef J., Hahn C., Molpeceres A. H., Carrétéro C., Jacquet E., Deranlot C., Bortolotti P., Lebourgeois R., Mage J.-C., de Loubens G., Klein O., Cros V., Fert A. Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103, no. 8. P. 082408. DOI: 10.1063/1.4819157.
- 4. Costa J.D., Figeys B., Sun X., Van Hoovels N., Tilmans H.A., Ciubotaru F., Adelmann C. Compact tunable YIG-based RF resonators // Appl. Phys. Lett. 2021. Vol. 118, no. 16. P. 162406. DOI: 10.1063/5.0044993.
- Lammel M., Scheffler D., Pohl D., Swekis P., Reitzig S., Piontek S., Reichlova H., Schlitz R., Geishendorf K., Siegl L., Rellinghaus B., Eng L. M., Nielsch K., Goennenwein S. T. B., Thomas A. Atomic layer deposition of yttrium iron garnet thin films // Phys. Rev. Mater. 2022. Vol. 6, no. 4. P. 044411. DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.6.044411.
- 6. *Adam J. D.* Analog signal processing with microwave magnetics // Proc. IEEE. 1988. Vol. 76, no. 2. P. 159–170. DOI: 10.1109/5.4392.
- Adam J. D., Daniel M. R., Okeeffe T. W. Magnetostatic wave devices // Microw. J. 1982. Vol. 25. P. 95–99.
- 8. *Chang K. W., Owens J. M., Carter R. L.* Linearly dispersive time-delay control of magnetostatic surface wave by variable ground-plane spacing // Electron. Lett. 1983. Vol. 19, no. 14. P. 546–547. DOI: 10.1049/el:19830370.
- 9. Ustinov A. B., Demidov V. E., Kalinikos B. A. Electronically tunable nondispersive magnetostatic wave delay line // Electron. Lett. 2001. Vol. 37, no. 19. P. 1161–1162. DOI: 10.1049/el:20010809.
- 10. Высоцкий С. Л., Казаков Г. Т., Кожевников А. В., Никитов С. А., Романов А. В., Филимонов Ю. А. Бездисперсионная линия задержки на магнитостатических волнах // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, № 15. С. 45–50.
- Kaboš P., Stalmachov V.S. Magnetostatic Waves and Their Application. Dordrecht: Springer, 1994. 303 p. DOI: 10.1007/978-94-011-1246-8.
- 12. Веселов А. Г., Высоцкий С. Л., Казаков Г. Т., Сухарев А. Г., Филимонов Ю. А. Поверхностные магнитостатические волны в металлизированных пленках ЖИГ // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39, № 12. С. 2067–2074.
- 13. *Vopson M. M.* Fundamentals of multiferroic materials and their possible applications // Crit. Rev. Solid State Mater. Sci. 2015. Vol. 40, no. 4. P. 223–250. DOI: 10.1080/10408436.2014.992584.
- 14. *Palneedi H., Annapureddy V., Priya S., Ryu J.* Status and perspectives of multiferroic magnetoelectric composite materials and applications // Actuators. 2016. Vol. 5, no. 1. P. 9. DOI: 10.3390/ act5010009.
- Ustinov A.B., Drozdovskii A.V., Nikitin A.A., Semenov A.A., Bozhko D.A., Serga A. A., Hillebrands B., Lähderanta E., Kalinikos B. A. Dynamic electromagnonic crystal based on artificial multiferroic heterostructure // Commun. Phys. 2019. Vol. 2, no. 1. P. 137. DOI: 10.1038/s42005-019-0240-7.
- 16. *Fetisov Y.K., Srinivasan G.* Electrically tunable ferrite-ferroelectric microwave delay lines // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 87, no. 10. P. 103502. DOI: 10.1063/1.2037860.

- Shi R., Shen N., Wang J., Wang W., Amini A., Wang N., Cheng C. Recent advances in fabrication strategies, phase transition modulation, and advanced applications of vanadium dioxide // Appl. Phys. Rev. 2019. Vol. 6, no. 1. P. 011312. DOI: 10.1063/1.5087864.
- Ruzmetov D., Gopalakrishnan G., Ko C., Narayanamurti V., Ramanathan S. Three-terminal field effect devices utilizing thin film vanadium oxide as the channel layer // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107, no. 11. P. 114516. DOI: 10.1063/1.3408899.
- 19. *Zhou Y., Ramanathan S.* Mott memory and neuromorphic devices // Proc. IEEE. 2015. Vol. 103, no. 8. P. 1289–1310. DOI: 10.1109/JPROC.2015.2431914.
- Safi T. S., Zhang P., Fan Y., Guo Z., Han J., Rosenberg E. R., Ross C., Tserkovnyak Y., Liu L. Variable spin-charge conversion across metal-insulator transition // Nat. Commun. 2020. Vol. 11, no. 1. P. 476. DOI: 10.1038/s41467-020-14388-9.
- 21. *Morin F.J.* Oxides which show a metal-to-insulator transition at the Neel temperature // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 3, no. 1. P. 34–36. DOI: 10.1103/PhysRevLett.3.34.
- 22. Andreeva N. V., Turalchuk P. A., Chigirev D. A., Vendik I. B., Ryndin E. A., Luchinin V. V. Electron impact processes in voltage-controlled phase transition in vanadium dioxide thin films // Chaos, Solitons & Fractals. 2021. Vol. 142. P. 110503. DOI: 10.1016/j.chaos.2020.110503.
- Cavalleri A., Tóth C., Siders C. W., Squier J. A., Ráksi F., Forget P., Kieffer J. C. Femtosecond structural dynamics in VO<sub>2</sub> during an ultrafast solid-solid phase transition // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87, no. 23. P. 237401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.237401.
- 24. *Kikuzuki T., Lippmaa M.* Characterizing a strain-driven phase transition in VO<sub>2</sub> // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96, no. 13. P. 132107. DOI: 10.1063/1.3380599.
- Nikitin A. A., Vitko V. V., Nikitin A. A., Ustinov A. B., Karzin V. V., Komlev A. E., Kalinikos B. A., Lähderanta E. Spin-wave phase shifters utilizing metal-insulator transition // IEEE Magn. Lett. 2018. Vol. 9. P. 3706905. DOI: 10.1109/LMAG.2018.2874172.
- Nikitin A. A., Vitko V. V., Nikitin A. A., Ustinov A. B., Kalinikos B. A. Microwave tunable devices on the YIG-VO<sub>2</sub> structures // J. Phys. Conf. Ser. 2019. Vol. 1400, no. 4. P. 044001. DOI: 10.1088/1742-6596/1400/4/044001.
- Nikitin A. A., Nikitin A. A., Ustinov A. B., Komlev A. E., Lähderanta E., Kalinikos B. A. Metalinsulator switching of vanadium dioxide for controlling spin-wave dynamics in magnonic crystals // J. Appl. Phys. 2020. Vol. 128, no. 18. P. 183902. DOI: 10.1063/5.0027792.
- 28. *Cueff S., John J., Zhang Z., Parra J., Sun J., Orobtchouk R., Ramanathan S., Sanchis P.* VO<sub>2</sub> nanophotonics // APL Photonics. 2020. Vol. 5, no. 11. P. 110901. DOI: 10.1063/5.0028093.
- 29. *Watt S., Kostylev M., Ustinov A. B., Kalinikos B. A.* Implementing a magnonic reservoir computer model based on time-delay multiplexing // Phys. Rev. Appl. 2021. Vol. 15, no. 6. P. 064060. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.064060.
- Nikitin A. A., Nikitin A. A., Ustinov A. B., Watt S., Kostylev M. P. Theoretical model for nonlinear spin-wave transient processes in active-ring oscillators with variable gain and its application for magnonic reservoir computing // J. Appl. Phys. 2022. Vol. 131, no. 11. P. 113903. 10.1063/ 5.0081142.
- 31. Chumak A. V., Kabos P., Wu M., Abert C., Adelmann C., Adeyeye A. O., Åkerman J., Aliev F. G., Anane A., Awad A., Back C. H., Barman A., Bauer G. E. W., Becherer M., Beginin E. N., Bittencourt V. A. S. V., Blanter Y. M., Bortolotti P., Boventer I., Bozhko D. A., Bunyaev S. A., Carmiggelt J. J., Cheenikundil R. R., Ciubotaru F., Cotofana S., Csaba G., Dobrovolskiy O. V., Dubs C., Elyasi M., Fripp K. G., Fulara H., Golovchanskiy I. A., Gonzalez-Ballestero C., Graczyk P., Grundler D., Gruszecki P., Gubbiotti G., Guslienko K., Haldar A., Hamdioui S., Hertel R., Hillebrands B., Hioki T., Houshang A., Hu C.-M., Huebl H., Huth M., Iacocca E., Jungfleisch M. B., Kakazei G. N., Khitun A., Khymyn R., Kikkawa T., Klaui M., Klein O., Klos J. W., Knauer S., Koraltan S., Kostylev M., Krawczyk M., Krivorotov I. N., Kruglyak V. V., Lachance-Quirion D., Ladak S., Lebrun R., Li Y., Lindner M., Macedo R., Mayr S., Melkov G. A., Mieszczak S.,

Nakamura Y., Nembach H. T., Nikitin A. A., Nikitov S. A., Novosad V., Otalora J. A., Otani Y., Papp A., Pigeau B., Pirro P., Porod W., Porrati F., Qin H., Rana B., Reimann T., Riente F., Romero-Isart O., Ross A., Sadovnikov A. V., Safin A. R., Saitoh E., Schmidt G., Schultheiss H., Schultheiss K., Serga A. A., Sharma S., Shaw J. M., Suess D., Surzhenko O., Szulc K., Taniguchi T., Urbanek M., Usami K., Ustinov A. B., van der Sar T., van Dijken S., Vasyuchka V. I., Verba R., Viola Kusminskiy S., Wang Q., Weides M., Weiler M., Wintz S., Wolski S. P., Zhang X. Advances in magnetics roadmap on spin-wave computing // IEEE Trans. Magn. 2022. Vol. 58, no. 6. P. 0800172. DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664.

# References

- 1. Shahoei H, Yao J. Delay lines. In: Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering. Hoboken, New Jersey: Wiley; 2014. P. 1–15. DOI: 10.1002/047134608X.W8234.
- 2. Ishak WS. Magnetostatic wave technology: a review. Proc. IEEE. 1988;76(2):171–187. DOI: 10.1109/5.4393.
- d'Allivy Kelly O, Anane A, Bernard R, Ben Youssef J, Hahn C, Molpeceres AH, Carrétéro C, Jacquet E, Deranlot C, Bortolotti P, Lebourgeois R, Mage JC, de Loubens G, Klein O, Cros V, Fert A. Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system. Appl. Phys. Lett. 2013;103(8):082408. DOI: 10.1063/1.4819157.
- 4. Costa JD, Figeys B, Sun X, Van Hoovels N, Tilmans HA, Ciubotaru F, Adelmann C. Compact tunable YIG-based RF resonators. Appl. Phys. Lett. 2021;118(16):162406. DOI: 10.1063/5.0044993.
- Lammel M, Scheffler D, Pohl D, Swekis P, Reitzig S, Piontek S, Reichlova H, Schlitz R, Geishendorf K, Siegl L, Rellinghaus B, Eng LM, Nielsch K, Goennenwein STB, Thomas A. Atomic layer deposition of yttrium iron garnet thin films. Phys. Rev. Mater. 2022;6(4):044411. DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.6.044411.
- 6. Adam JD. Analog signal processing with microwave magnetics. Proc. IEEE. 1988;76(2):159–170. DOI: 10.1109/5.4392.
- 7. Adam JD, Daniel MR, Okeeffe TW. Magnetostatic wave devices. Microw. J. 1982;25:95-99.
- Chang KW, Owens JM, Carter RL. Linearly dispersive time-delay control of magnetostatic surface wave by variable ground-plane spacing. Electron. Lett. 1983;19(14):546–547. 10.1049/el: 19830370.
- 9. Ustinov AB, Demidov VE, Kalinikos BA. Electronically tunable nondispersive magnetostatic wave delay line. Electron. Lett. 2001;37(19):1161–1162. DOI: 10.1049/el:20010809.
- Vysotskii SL, Kazakov GT, Kozhevnikov AV, Nikitov SA, Romanov AV, Filimonov YA. Nondispersive delay line on magnetostatic waves. Tech. Phys. Lett. 2006;32(8):667–669. DOI: 10.1134/ S1063785006080098.
- 11. Kaboš P, Stalmachov VS. Magnetostatic Waves and Their Application. Dordrecht: Springer; 1994. 303 p. DOI: 10.1007/978-94-011-1246-8.
- 12. Veselov AG, Vysotskiy SL, Kazakov GT, Sukharev AG, Filimonov YA. Surface magnetostatic waves in metal-plated yttrium iron garnet films. J. Commun. Technol. Electron. 1994;39:102–107.
- 13. Vopson MM. Fundamentals of multiferroic materials and their possible applications. Crit. Rev. Solid State Mater. Sci. 2015;40(4):223–250. DOI: 10.1080/10408436.2014.992584.
- 14. Palneedi H, Annapureddy V, Priya S, Ryu J. Status and perspectives of multiferroic magnetoelectric composite materials and applications. Actuators. 2016;5(1):9. DOI: 10.3390/act5010009.
- 15. Ustinov AB, Drozdovskii AV, Nikitin AA, Semenov AA, Bozhko DA, Serga AA, Hillebrands B, Lähderanta E, Kalinikos BA. Dynamic electromagnonic crystal based on artificial multiferroic heterostructure. Commun. Phys. 2019;2(1):137. DOI: 10.1038/s42005-019-0240-7.
- 16. Fetisov YK, Srinivasan G. Electrically tunable ferrite-ferroelectric microwave delay lines. Appl. Phys. Lett. 2005;87(10):103502. DOI: 10.1063/1.2037860.
- 17. Shi R, Shen N, Wang J, Wang W, Amini A, Wang N, Cheng C. Recent advances in fabrication

strategies, phase transition modulation, and advanced applications of vanadium dioxide. Appl. Phys. Rev. 2019;6(1):011312. DOI: 10.1063/1.5087864.

- 18. Ruzmetov D, Gopalakrishnan G, Ko C, Narayanamurti V, Ramanathan S. Three-terminal field effect devices utilizing thin film vanadium oxide as the channel layer. J. Appl. Phys. 2010;107(11):114516. DOI: 10.1063/1.3408899.
- 19. Zhou Y, Ramanathan S. Mott memory and neuromorphic devices. Proc. IEEE. 2015;103(8):1289–1310. DOI: 10.1109/JPROC.2015.2431914.
- Safi TS, Zhang P, Fan Y, Guo Z, Han J, Rosenberg ER, Ross C, Tserkovnyak Y, Liu L. Variable spin-charge conversion across metal-insulator transition. Nat. Commun. 2020;11(1):476. DOI: 10.1038/s41467-020-14388-9.
- 21. Morin FJ. Oxides which show a metal-to-insulator transition at the Neel temperature. Phys. Rev. Lett. 1959;3(1):34–36. DOI: 10.1103/PhysRevLett.3.34.
- 22. Andreeva NV, Turalchuk PA, Chigirev DA, Vendik IB, Ryndin EA, Luchinin VV. Electron impact processes in voltage-controlled phase transition in vanadium dioxide thin films. Chaos, Solitons & Fractals. 2021;142:110503. DOI: 10.1016/j.chaos.2020.110503.
- 23. Cavalleri A, Tóth C, Siders CW, Squier JA, Ráksi F, Forget P, Kieffer JC. Femtosecond structural dynamics in VO<sub>2</sub> during an ultrafast solid-solid phase transition. Phys. Rev. Lett. 2001;87(23):237401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.237401.
- 24. Kikuzuki T, Lippmaa M. Characterizing a strain-driven phase transition in VO<sub>2</sub>. Appl. Phys. Lett. 2010;96(13):132107. DOI: 10.1063/1.3380599.
- Nikitin AA, Vitko VV, Nikitin AA, Ustinov AB, Karzin VV, Komlev AE, Kalinikos BA, Lähderanta E. Spin-wave phase shifters utilizing metal–insulator transition. IEEE Magn. Lett. 2018;9:3706905. DOI: 10.1109/LMAG.2018.2874172.
- Nikitin AA, Vitko VV, Nikitin AA, Ustinov AB, Kalinikos BA. Microwave tunable devices on the YIG-VO<sub>2</sub> structures. J. Phys. Conf. Ser. 2019;1400(4):044001. DOI: 10.1088/1742-6596/1400/4/044001.
- Nikitin AA, Nikitin AA, Ustinov AB, Komlev AE, Lähderanta E, Kalinikos BA. Metal–insulator switching of vanadium dioxide for controlling spin-wave dynamics in magnonic crystals. J. Appl. Phys. 2020;128(18):183902. DOI: 10.1063/5.0027792.
- 28. Cueff S, John J, Zhang Z, Parra J, Sun J, Orobtchouk R, Ramanathan S, Sanchis P. VO<sub>2</sub> nanophotonics. APL Photonics. 2020;5(11):110901. DOI: 10.1063/5.0028093.
- Watt S, Kostylev M, Ustinov AB, Kalinikos BA. Implementing a magnonic reservoir computer model based on time-delay multiplexing. Phys. Rev. Appl. 2021;15(6):064060. DOI: 10.1103/ PhysRevApplied.15.064060.
- Nikitin AA, Nikitin AA, Ustinov AB, Watt S, Kostylev MP. Theoretical model for nonlinear spin-wave transient processes in active-ring oscillators with variable gain and its application for magnonic reservoir computing. J. Appl. Phys. 2022;131(11):113903. DOI: 10.1063/5.0081142.
- 31. Chumak AV, Kabos P, Wu M, Abert C, Adelmann C, Adeyeye AO, Åkerman J, Aliev FG, Anane A, Awad A, Back CH, Barman A, Bauer GEW, Becherer M, Beginin EN, Bittencourt VASV, Blanter YM, Bortolotti P, Boventer I, Bozhko DA, Bunyaev SA, Carmiggelt JJ, Cheenikundil RR, Ciubotaru F, Cotofana S, Csaba G, Dobrovolskiy OV, Dubs C, Elyasi M, Fripp KG, Fulara H, Golovchanskiy IA, Gonzalez-Ballestero C, Graczyk P, Grundler D, Gruszecki P, Gubbiotti G, Guslienko K, Haldar A, Hamdioui S, Hertel R, Hillebrands B, Hioki T, Houshang A, Hu CM, Huebl H, Huth M, Iacocca E, Jungfleisch MB, Kakazei GN, Khitun A, Khymyn R, Kikkawa T, Klaui M, Klein O, Klos JW, Knauer S, Koraltan S, Kostylev M, Krawczyk M, Krivorotov IN, Kruglyak VV, Lachance-Quirion D, Ladak S, Lebrun R, Li Y, Lindner M, Macedo R, Mayr S, Melkov GA, Mieszczak S, Nakamura Y, Nembach HT, Nikitin AA, Nikitov SA, Novosad V, Otalora JA, Otani Y, Papp A, Pigeau B, Pirro P, Porod W, Porrati F, Qin H, Rana B, Reimann T, Riente F, Romero-Isart O, Ross A, Sadovnikov AV, Safin AR, Saitoh E, Schmidt G, Schultheiss H,

Schultheiss K, Serga AA, Sharma S, Shaw JM, Suess D, Surzhenko O, Szulc K, Taniguchi T, Urbanek M, Usami K, Ustinov AB, van der Sar T, van Dijken S, Vasyuchka VI, Verba R, Viola Kusminskiy S, Wang Q, Weides M, Weiler M, Wintz S, Wolski SP, Zhang X. Advances in magnetics roadmap on spin-wave computing. IEEE Trans. Magn. 2022;58(6):0800172. DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664.



Никитин Алексей Александрович — кандидат физико-математических наук (2019), ассистент (2019) кафедры физической электроники и технологии СПбГЭТУ «ЛЭТИ». Автор более 20 научных публикаций. Научные интересы: динамика намагниченности в магнитных пленках и слоистых структурах, магноника, физика нелинейных волн, компьютерное проектирование спин-волновых приборов.

Россия, 197022 Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, д. 5 Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» E-mail: alalnikitin@etu.ru ORCID: 0000-0001-6372-3220 AuthorID (eLibrary.Ru): 879244



Комлев Андрей Евгеньевич — кандидат технических наук (2011), доцент (2014) кафедры физической электроники и технологии СПбГЭТУ «ЛЭТИ». Автор более 50 научных публикаций. Научные интересы: тонкие пленки, оксидные гетероструктуры, магнетронное распыление, СВЧ-электроника.

Россия, 197022 Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, д. 5 Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» E-mail: a.e.komlev@gmail.com ORCID: 0000-0003-1017-5587 AuthorID (eLibrary.Ru): 151010



Никитин Андрей Александрович — кандидат физико-математических наук (2011), доцент (2015) кафедры физической электроники и технологии СПбГЭТУ «ЛЭТИ». Автор более 50 научных публикаций. Научные интересы: нелинейные волновые процессы, радиофотоника, спин-волновая электроника.

Россия, 197022 Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, д. 5 Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» E-mail: and.a.nikitin@gmail.com ORCID: 0000-0002-4226-4341 AuthorID (eLibrary.Ru): 785936



Устинов Алексей Борисович — доктор физико-математических наук (2012), доцент (2010) кафедры физической электроники и технологии СПбГЭТУ «ЛЭТИ». Научный руководитель лаборатории магноники и радиофотоники им. Б. А. Калиникоса, которая была создана в СПбГЭТУ «ЛЭТИ» в 2021 году в рамках мегагранта Правительства Российской Федерации. Автор более 200 научных публикаций. Научные интересы: линейные и нелинейные колебания и волны в магнитных пленках и слоистых структурах, СВЧ-электроника, радиофотоника.

Россия, 197022 Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, д. 5 Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» E-mail: Ustinov\_rus@yahoo.com ORCID: 0000-0002-7382-9210 AuthorID (eLibrary.Ru): 125123



Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5 Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Научная статья УДК 537.86 DOI: 10.18500/0869-6632-003008 EDN: XICWQF

# Влияние трехмагнонных распадов на генерацию ЭДС поверхностными магнитостатическими волнами в интегральных структурах ЖИГ- Pt

*М.Е. Селезнёв*<sup>1</sup>, *Ю.В. Никулин*<sup>1,2</sup>, *Ю.В. Хивинцев*<sup>1,2</sup>, *С.Л. Высоцкий*<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>, *Ю. А. Филимонов*<sup>1,2</sup> ⊠

<sup>1</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Россия <sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия E-mail: mixanich94@mail.ru, yvnikulin@gmail.com, khivintsev@gmail.com, vysotsl@gmail.com, kzhavl@gmail.com, valentin@sakharov.info, dugal\_2010@hotmail.com, geka.pavlov@gmail.com, ⊠yuri.a.filimonov@gmail.com Поступила в редакцию 22.08.2022, принята к публикации 7.09.2022, опубликована 30.09.2022

Аннотация. Цель настоящего исследования — определить влияние процессов трехмагнонных распадов на ЭДС (U), генерируемую за счет обратного спинового эффекта Холла в структуре железоиттриевый гранат (ЖИГ) — платина (Pt) бегущими поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ). Методы. Эксперименты выполнялись с макетами линии задержки на основе пленок ЖИГ толщиной 8.8 и 14.6 мкм, на поверхности которых формировались антенны для возбуждения и приема ПМСВ и пленка Pt между ними. Результаты. Показано, что трехмагнонная параметрическая неустойчивость может существенно менять характер зависимости ЭДС от частоты и мощности ПМСВ как за счет эффекта ограничения мощности, так и за счет участия параметрических (ПСВ) и вторичных (ВСВ) спиновых волн в процессах электрон-магнонного рассеяния на границе ЖИГ/Pt. Заключение. Показано, что эффект усиления генерации ЭДС на частотах вблизи длинноволновой границы спектра ПМСВ связан с заселением ПСВ и ВСВ области спектра анизотропных дипольно-обменных спиновых волн, характеризующейся наличием сингулярностей в плотности состояния магнонов (сингулярностей ван Хова).

*Ключевые слова*: поверхностные магнитостатические волны, параметрические спиновые волны, анизотропные дипольно-обменные спиновые волны, обратный спиновый эффект Холла, плёнки железоиттриевого граната, параметрическая неустойчивость.

Благодарности. Работа поддержана грантом РНФ № 22-19-00500.

Для цитирования: Селезнёв М. Е., Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Павлов Е. С., Филимонов Ю. А. Влияние трехмагнонных распадов на генерацию ЭДС поверхностными магнитостатическими волнами в интегральных структурах ЖИГ–Рt // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 617–643. DOI: 10.18500/0869-6632-003008. EDN: XICWQF

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

© Селезнёв М. Е., Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Павлов Е. С., Филимонов Ю. А., 2022

## Influence of three-magnon decays on electromotive force generation by magnetostatic surface waves in integral YIG – Pt structures

*M. E. Seleznev*<sup>1</sup>, *Y. V. Nikulin*<sup>1,2</sup>, *Y. V. Khivintsev*<sup>1,2</sup>, *S. L. Vysotskii*<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>, *Y. A. Filimonov*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Saratov Brunch of Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russia <sup>2</sup>Saratov State University, Russia E-mail: mixanich94@mail.ru, yvnikulin@gmail.com, khivintsev@gmail.com, vysotsl@gmail.com, kzhavl@gmail.com, valentin@sakharov.info, dugal\_2010@hotmail.com, geka.pavlov@gmail.com, ⊠yuri.a.filimonov@gmail.com *Received 22.08.2022, accepted 7.09.2022, published 30.09.2022* 

Abstract. The purpose of this work is to find out the influence of three-magnon decay processes on the electromotive force (EMF (U)) generated by propagating magnetostatic surface waves (MSSW) with the help of the inverse spin Hall effect in the "yttrium-iron garnet (YIG) – platinum (Pt)" structure. *Methods.* The experiments were carried out using the delay line structures based on YIG films with the thickness of 8.8 and 14.6  $\mu$ m, on the surface of which antennas were formed for MSSWs excitation and reception and a Pt film between antennas. *Results.* It was shown that the three-magnon parametric instability can significantly change the character of EMF dependences on frequency and on power of MSSW that resulted both from the effect of power limitation and from the participation of parametric spin waves (PSW) and secondary spin waves (SSW) in the processes of electron-magnon scattering on the YIG/Pt border. *Conclusion.* It was demonstrated that the effect of amplification of EMF generation at the frequencies that are close to the long-wavelength border of the MSSW spectrum is related with the PSW and SSW population of the region of anisotropic dipole-exchange spin waves spectrum, which is characterized by the presence of singularities in the magnon density of states (Van Hove singularities).

*Keywords*: magnetostatic surface waves, parametric spin waves, anisotropic dipole-exchange spin waves, inverse spin Hall effect, ytrrium-iron garnet films, parametric instability.

Acknowledgements. The work was supported by RSF grant No. 22-19-00500.

*For citation*: Seleznev ME, Nikulin YV, Khivintsev YV, Vysotskii SL, Kozhevnikov AV, Sakharov VK, Dudko GM, Pavlov ES, Filimonov YA. Influence of three-magnon decays on electromotive force generation by magnetostatic surface waves in integral YIG – Pt structures. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5):617–643. DOI: 10.18500/0869-6632-003008

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

## Введение

В последнее время наблюдается всплеск интереса к изучению эффекта генерации ЭДС применительно к структурам на основе пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) и платины (Pt), где за счет обменного и спин-орбитального взаимодействий электроны проводимости металла чувствительны к состоянию намагниченности  $\vec{M}$  плёнки ЖИГ на интерфейсе [1–6]. При этом изменение  $\vec{M}$  при возбуждении когерентных или некогерентных (тепловых) спиновых волн (CB) за счёт механизма спиновой накачки создает спиновый ток через интерфейс ЖИГ/Pt, который приводит к генерации ЭДС на концах электрически разомкнутого слоя Pt за счёт обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) [7]. Такие эффекты важны для спинтроники [8,9], поскольку открывают возможность построения не только детекторов CB [10,11], но и устройств спиновой логики [12, 13], магнитной памяти [14], магнонных транзисторов [15], а также усиления и генерации CB [16–18].

В экспериментах по накачке бегущими магнитостатическими волнами (МСВ) плотность магнонного спинового тока  $J_S$  через поперечное сечение S пленки ЖИГ можно связать с потоком СВЧ-мощности P спиновых волн  $J_S \sim P \approx |\vec{m}|^2 v_q S$ , где  $|\vec{m}|$  и  $v_q$ , соответственно амплитуда

Селезнёв М. Е., Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Павлов Е. С., Филимонов Ю. А. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5
и групповая скорость МСВ. Закачиваемый через интерфейс спиновый ток  $J_S^p(J_S^p < J_S)$  за счет ОСЭХ, приводит к появлению в пленке Pt электрического тока плотностью  $J_c^{ISHE}$  [2,3]

$$J_c^{ISHE} \sim |J_{S,n}^p| \cdot [\vec{n} \times \vec{\sigma}],\tag{1}$$

где  $\vec{n}$  и  $\vec{\sigma}$  — соответственно единичные векторы вдоль нормали к границе раздела ЖИГ/Рt и поляризации спинового тока,  $J_{S,n}^p$  — компонента спинового тока вдоль нормали  $\vec{n}$ . При этом на концах пленки Pt генерируется напряжение  $U = J_c^{ISHE} \cdot S_{Pt} \cdot R$ , где R и  $S_{Pt}$  — электрическое сопротивление и площадь поперечного сечения пленки Pt. Важно отметить, что эффективность процесса закачки спинового тока  $J_S$ , переносимого МСВ, в спиновый ток  $J_{S,n}^p$  через интерфейс ЖИГ/Pt определяется процессами электрон-магнонного рассеяния на границе ЖИГ/Pt, вероятность которых пропорциональна плотности состояний CB  $\eta(f)$  [19] в спектре магнитной пленки. При этом особую роль могут играть частоты  $f^*$  в спектре CB, где  $v_g(f^*) \rightarrow 0$ , что отвечает сингулярностям ван Хова [20] в плотности состояний магнонов. Отметим, что применительно к поверхностным магнитостатическим волнам (ПМСВ) частотам  $f^*$  могут отвечать длинноволновая ( $f_0$ ) и коротковолновая ( $f_S$ ) границы в спектре [21, 22], а также частоты резонансного взаимодействия ПМСВ с толщинными обменными модами пленки ЖИГ [23, 24].

Для практического применения детекторов спинового тока существенным оказывается пропорциональность U мощности МСВ, характеризуемая вольт-ваттной чувствительностью  $\kappa = U/P$ . Поскольку рост мощности СВЧ-накачки может приводить к возникновению параметрической неустойчивости в системе СВ, то исследованию механизмов генерации ЭДС в структурах ЖИГ/Рt в условиях развития неустойчивости CB уделяется большое внимание [11, 18, 25–36]. Отметим, что параметрическая неустойчивость возникает при мощности МСВ выше некоторого порогового уровня  $P_{\rm th}$  ( $P > P_{\rm th}$ ) и при выполнении законов сохранения [37–39]

$$nf_p = f_1 + f_2, \quad n\vec{k}_p = \vec{k}_1 + \vec{k}_2,$$
(2)

где частоты  $f_{p,1,2}$  и волновые векторы  $\vec{k}_{p,1,2}$  отвечают, соответственно, накачке и параметрическим спиновым волнам (ПСВ), а целое число *n* принимает значения n = 1, 2 и отвечает процессам первого (n = 1, трехмагнонным (3М)) или второго (n = 2, четырехмагнонным (4М)) порядков. Исследования влияния процессов (2) на генерацию спинового тока в структурах ЖИГ/Рt показали отсутствие зависимости к от волновых чисел ПСВ  $|\vec{k}_{1,2}|$  как в условиях параллельной [25, 27, 29, 32], так и перпендикулярной [27, 29] накачек. При этом в работах [25, 32] отмечался рост чувствительности к при таких значениях  $f_p$  и магнитного поля H, при которых оказывается возможным рождение вторичных спиновых волн (ВСВ) в результате беспороговых процессов слияния ПСВ:

$$f_1 + f_2 = f_3, \quad \vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3.$$
 (3)

Возможность детектирования CBЧ-составляющей спинового тока, связанной с возбуждением ПСВ на частоте  $f_{1,2} = f_p/2$ , рассматривалась в работе [11]. Было также продемонстрировано, что падение CBЧ магнитной восприимчивости при  $P > P_{\rm th}$ , а также автоколебания и бистабильности в системе ПСВ [37–39] в структурах ЖИГ/Рt приводят к нелинейности зависимости U = U(P) [25–28, 33–36], возникновению осцилляций [30] и бистабильности [31] ЭДС.

Особое внимание было уделено исследованию влияния процессов (2) на характер частотной зависимости  $\kappa(f)$  в касательно намагниченных структурах ЖИГ/Рt при возбуждении ферромагнитного резонанса (ФМР) на частоте  $f_p$ , близкой к частоте длинноволновой границы спектра CB ( $f_p \cong f_0$ ) [26–28,33,34]. Этот интерес был стимулирован обнаружением эффекта «усиления эффективности генерации спинового тока процессами 3М-распада» [26,27], проявлявшегося в увеличении значений к с ростом мощности накачки P, несмотря на ограничение амплитуды прецессии намагниченности  $|\vec{m}|$ . В работах [26–28], где исследовались структуры на основе пленок

Селезнёв М. Е., Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Павлов Е.С., Филимонов Ю.А. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

ЖИГ микронных толщин, рост эффективности детектирования спинового тока при 3М-распадах объяснялся передачей импульса в магнонную систему из решетки, а также влиянием ПСВ на скорость релаксации намагниченности в ЖИГ [27,28]. Однако в работах [33,34], где исследовались структуры на основе пленки ЖИГ толщиной 200 нм и 3М-распады были запрещены из-за обменного сдвига «дна» спектра СВ [40], в зависимости к(f) также наблюдался максимум на частотах  $f_p \cong f_0 \approx 1$  ГГц, что указывало на вклад четырехмагнонных и двухмагнонных процессов рассеяния в достижение максимума ЭДС на частотах  $f_p \cong f_0 \approx 1$  ГГц.

В данной работе рассматривается влияние 3М-распадов на генерацию ЭДС бегущими ПМСВ в структурах ЖИГ/Рt, на основе пленок ЖИГ толщиной d = 8.8 и d = 14.6 мкм, где ПМСВ имеют преимущественно дипольный характер. В отличие от предыдущих работ, где для создания спиновой накачки использовались микрополосковые антенны шириной  $s \gg d$ , использовались антенны с s < d, что позволило исследовать влияние 3М-распадов на ЭДС во всей полосе частот существования ПМСВ [ $f_0, f_s$ ]. При этом обсуждается возможный механизм эффекта «усиления эмиссии спинового тока при 3М-распадах» [26–28] в структурах ЖИГ/Рt на основе пленок ЖИГ микронных толщин, связанный с заселением ВСВ областей спектра анизотропных дипольно-обменных волн, характеризуемых сингулярностями в плотности состояний.

Отметим, что эффекты генерации ЭДС в структуре ЖИГ/Рt в условиях возбуждения МСВ микрополосковыми преобразователями изучались в работах [35,41–45]. В работах [41–45] рассматривалось распространение ПМСВ в структурах на основе плёнок как микронных [41–44], так и нанометровых [45] толщин. При этом в работе [38] наблюдался рост эффективности детектирования к при увеличении волнового числа k ПМСВ. Также исследовалось влияние невзаимности распространения ПМСВ на величину U ЭДС и характер распределения U по плоскости структуры [36,37], влияние градиента температуры по толщине структуры за счет СВЧ-нагрева пленки Pt на эффект генерации ЭДС [37], и влияние постоянного тока в Pt на затухание ПМСВ в структуре ЖИГ/Pt [39]. Однако влияние параметрической неустойчивости ПМСВ на эффект генерации ЭДС в работах [41–45] не обсуждалось.

Влияние параметрических процессов на зависимость U = U(P), генерируемой в структуре ЖИГ/Рt бегущими МСВ изучалось, по-видимому, лишь в работе [36], где рассматривался случай распространения обратных объемных МСВ (ООМСВ) в направлении касательного к плёнке поля  $\vec{H}$  в условиях 4М-процессов. Было показано, что при уровнях надкритичности накачки  $C = 10 \log \frac{P}{P_{\rm th}} > 15...20$  дБ вклад ПСВ в генерируемую ЭДС сравним с вкладом ООМСВ накачки. При этом вопрос о влиянии сингулярностей в спектре СВ на величину ОСЭХ не обсуждался.

#### 1. Исследуемые структуры и методика эксперимента

Эксперименты выполнялись с макетами типа линии задержки (ЛЗ) на ПМСВ на основе интегральных структур ЖИГ/Рt, фотография которых показана на рис. 1. При изготовлении структур использовались плёнки ЖИГ толщиной  $d_1 \approx 8.8$  мкм и  $d_2 \approx 14.6$  мкм, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната кристаллографической ориентации (111). Плёнки ЖИГ имели намагниченность  $4\pi M \approx 1750$  Гс, параметр релаксации  $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-4}$  (ширину линии ФМР  $\Delta H \approx 0.5$  Э) и характеризовались полем кубической анизотропии  $H_c \cong -40$  Э. На поверхность плёнки ЖИГ методом магнетронного распыления на постоянном токе осаждалась пленка Pt толщиной  $b \approx 9$  нм с удельным сопротивлением  $\rho \approx 50$  мкОм·м, из которой методами фотолитографии и ионного травления формировались прямоугольные элементы шириной 110 мкм и длиной  $L \approx 430$  мкм. Медные микроантенны (1, 2) в виде проводников шириной  $s \approx 4$  мкм и длиной  $w \approx 110$  мкм с прямоугольными контактными площадками на концах, а также контакты и подводящие линии (3, 4) к элементам Pt формирова-

лись с помощью магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления. Расстояние L между антеннами 1 и 2 составляло  $L \approx 490$  мкм, а расстояния  $\xi$  между антеннами и краями пленки Pt составляли  $\xi \approx 30$  мкм. Считалось, что с плёнкой связана система координат так, как показано на рис. 1.

Для оценки влияния пленок Pt на дисперсию и затухание ПМСВ проводилось сравнение амплитудно-частотных (АЧХ) и фазово-частотных (ФЧХ) характеристик макетов ЛЗ на основе структур ЖИГ/Pt и пленок ЖИГ без металлизации. С этой целью одновременно со структурами ЖИГ/Pt изготавливались макеты ЛЗ без пленок платины и медных контактов 3, 4.

Исследуемая структура размещалась между полюсами электромагнита (см. рис. 1) в касательном к поверхности плёнки ЖИГ магнитном поле  $\vec{H} \parallel \vec{y}$ , которое менялось в пределах -2473 < H < 2473 Э. Указанная геометрия отвечает возбуждению и распространению ПМСВ Дэймона-Эшбаха [21] вдоль  $\vec{x}$  ( $\vec{k} \parallel \vec{x}$ ). С помощью векторного анализатора цепей (Keysight M9374A) при различных уровнях падающей мощности  $P_{\rm in}$  и величинах H, измерялись частотные зависимости коэффициентов прохождения  $S_{21}(f)$  между антеннами 1 и 2 и отражения  $S_{11}(f)$  от антенны 1. Набег фазы ПМСВ  $\Theta(f)$  в структуре определялся как  $\Theta(f) = \arctan \operatorname{Im} [S_{21}(f)]/\operatorname{Re} [S_{21}(f)]$  и использовался для расчета волнового числа ПМСВ  $k(f) = \Theta(f)/L$  [46]. Электрический контакт с антеннами 1 и 2 обеспечивался с помощью СВЧ-микрозондов (Picoprobe Model 50A), см. рис. 1.

Измерение ЭДС U(f), генерируемой на контактах (3, 4) к пленке Pt при распространении ПМСВ на частоте f, проводилось с помощью селективного вольтметра (SR830) в режиме модуляции падающей СВЧ-мощности  $P_{\rm in}$  меандром с частотой  $\Omega_t \approx 11.33$  кГц, см. рис. 1. Такой подход к измерению сигнала U(f) позволяет снизить влияние шумов и паразитных сигналов на процесс измерения, а также уменьшить вклад со стороны термоЭДС, вызванный неоднородным нагревом структуры СВЧ-мощностью. При этом вклад в ЭДС со стороны процессов электрон-магнонного рассеяния, характеризуемых временами  $\tau_{e-m} \sim 10^{-12}$  с [47], отслеживает модуляцию мощности практически безынерционно.

Влияние параметрических процессов на генерацию ЭДС изучалось для диапазона полей подмагничивания от H = 200 Э до H = 1000 Э. Пороговое значение мощности ПМСВ  $P_{\rm th}$ ,



Рис. 1. Блок-схема установки измерения коэффициентов прохождения  $S_{21}(f)$ , отражения  $S_{11}(f)$  структур, ЭДС U(f) и спектра сигнала ПМСВ, прошедшего через макет ЛЗ. Цифрами (1,2) обозначена система медных микроантенн, цифрами (3,4) — контакты к микрополоске Рt и СВЧ-микрозондам; 5 — анализатор цепей; 6 — импульсный модулятор; 7 — генератор импульсов; 8 — синхронный детектор; 9 — анализатор спектра; 10 — полюсы электромагнита

Fig. 1. Block diagram of the facility for the measurements of transmission  $S_{21}(f)$ , reflection  $S_{11}(f)$  coefficients, EMF U(f) and spectrum of MSSW propagating through the delay line structure. Numbers (1, 2) point out the system of copper microantennas; numbers (3, 4) – the contacts to the Pt microstripe and microwave probes; 5 – vector network analyzer; 6 – pulse modulator; 7 – pulse generator; 8 – lockin amplifier; 9 – spectrum analyzer; 10 – electromagnet poles

при котором на частоте  $f_p$  развивались процессы (2), определялось стандартным методом [48–51] по снижению модуля коэффициента прохождения  $T(f_p, P) = |S_{21}(f_p, P)|$  при  $P > P_{\text{th}}$ . При этом изменения в зависимостях U(f) и U(P) при надкритичности накачки C > 0 сопоставлялись с видом спектра сигнала накачки ПМСВ, прошедшего через макет ЛЗ, для чего сигнал с выходной антенны через ответвитель подавался на анализатор спектра, см. рис. 1.

# 2. Влияние электронов проводимости на дисперсию и затухание ПМСВ в структуре ЖИГ/Рt

Поскольку металлизация пленки ЖИГ может существенно изменять характер дисперсии и затухания ПМСВ [37,38], то следует обсудить влияние проводимости пленки Pt на распространение ПМСВ в исследуемых структурах. При этом учтем, что возможны два механизма. Первый, дальнодействующий механизм, связан с наведением полем ПМСВ в металле объемных СВЧ-токов, которые приводят к омическим потерям и экранировке полей ПМСВ [37,38]. В этом случае характер влияния пленки Pt на дисперсию и затухание ПМСВ определяется величиной параметра спин-электронной связи [52,53]:

$$G = \frac{b}{kl_{\rm sk}^2},\tag{4}$$

где  $l_{\rm sk}$  — глубина скин-слоя. Для пленок Pt с  $\rho \approx 50$  мкОм·м глубина скин-слоя в интервале частот 1...5 ГГц составит  $l_{\rm sk} \approx 7...10$  мкм. Если принять, что использование (4) для оценки справедливо в случае, когда на длине L пленки Pt укладывается не менее одной длины волны  $\lambda$ ( $\lambda < L$ ), то из (4) для нашего случая получим  $G < L \cdot t/(2\pi l_{\rm sk}^2) \approx 0.07 \ll 1$ . Отметим, что при  $G \ll 1$  металлическая пленка влияет в основном на потери ПМСВ [52], которые для бегущих волн удобно характеризовать пространственным декрементом  $k'' = k''_m + k''_{el}$ , где  $k'' = {\rm Im} [k], k''_m$ и  $k''_{el}$  — составляющие пространственного декремента за счет магнитных и омических потерь, соответственно. При этом дисперсионная зависимость ПМСВ k' = k'(f) ( $k' = {\rm Re} [k]$ ) близка к случаю изолированных пленок ЖИГ [52].

Второй механизм обусловлен обменным взаимодействием на интерфейсе и применительно к бегущим МСВ в структурах ЖИГ/Рt рассматривался в работах [54, 55]. При этом влияние спиновой накачки на распространение ПМСВ учитывалось через граничные условия на закрепление поверхностных спинов на границе ЖИГ/Рt и проявлялось в росте потерь ПМСВ. Было показано, что в структурах на основе пленок ЖИГ с магнитной поверхностной анизотропией, характеризуемой константой  $K_s$ , связанный со спиновой накачкой параметр релаксации  $\Delta \alpha$  не зависит от толщины d пленки ЖИГ, если выполняется условие [55]:

$$d \gg \frac{A}{K_s},\tag{5}$$

где  $A = 3.85 \cdot 10^{-7}$  эрг/см — обменная жесткость в ЖИГ. В этом случае для типичных структур ЖИГ/Рt значения  $\Delta \alpha$  оказались того же порядка, что и магнитные  $\Delta \alpha \sim \alpha$  [53,54]. Отметим, что при типичных для ЖИГ значениях  $K_s = 0.02...0.05$  эрг/см<sup>2</sup> [56,57] условие (5) выполняется для пленок толщиной  $d \ge 0.5$  мкм.

Обратимся теперь к рис. 2, где для структуры ЖИГ(14.6 мкм)/Рt(9 нм) и свободной пленки ЖИГ(14.6 мкм) приведены частотные зависимости модуля коэффициента прохождения  $T(f) = |S_{21}(f)|$ , коэффициента отражения  $S_{11}(f)$ , коэффициента преобразования K(f) падающей мощности  $P_{in}(f)$  в мощность ПМСВ P(f), а также дисперсионные кривые k = k(f), измеренные при H=939 Э и  $P_{in} \approx -20$  дБм. На рис. 2, *a*-*c* кривыми 1 и 2 показаны зависимости в структурах

Селезнёв М.Е., Никулин Ю.В., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л.,

Кожевников А.В., Сахаров В.К., Дудко Г.М., Павлов Е.С., Филимонов Ю.А.

Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

ЖИГ/Рt и плёнке ЖИГ, соответственно. Зависимости T(f), кривые 1 и 2 на рис. 2, b, отражают результаты расчета потерь ПМСВ с помощью выражения

$$T(f)[dB] = -8.68 \cdot k''(f) \cdot L,$$
(6)

где значения  $k'' = k''_m + k''_{el}$  рассчитывалась аналогично работе [53]. Кривая 3 на рис. 2, *b* отвечает расчету при учете как омических потерь, так и потерь, обусловленных спиновой накачкой. При этом в пространственном декременте  $k'' = k''_m + k''_{el}$  потери в магнитной системе  $k''_m$ 



Рис. 2. Частотные зависимости при  $H \approx 939$  Э: a - модуля коэффициента прохождения <math>T(f) и волнового числа ПМСВ k = k(f); b - результаты расчета модуля коэффициента прохождения <math>T(f) с использованием выражения (6);  $c - модуля коэффициента отражения <math>S_{11}(f)$  и коэффициента преобразования K(f) падающей мощности  $P_{in}(f)$  в мощность ПМСВ P(f), рассчитанного с помощью выражения (8); d - генерируемой ЭДС U(f) в структуре ЖИГ(14.6 мкм)/Рt(9 нм) при  $P_{in} \approx -5$  дБм и  $H \approx 939$  Э. Кривые 1 и 2 на (a), (b) и (c) отвечают структурам ЖИГ/Рt и ЖИГ. Измерения зависимостей T(f), k(f),  $S_{11}(f)$  и K(f) проводились при $P_{in} \approx -20$  дБм. Кривой 3 на рис. (a) показан расчет k = k(f) с помощью выражения (6). e - Частотная зависимость функции плотности состояний в спектре ПМСВ  $\eta(f)$ , рассчитанная по формулам [21] в пленке ЖИГ с намагниченностью  $4\pi M_y = 1750$  Гс (кривая 2). Вертикальные пунктирные линии показывают положение длинноволновой ( $f_0$ ) и коротковолновой ( $f_s$ ) границ спектра ПМСВ в пленке  $4\pi M_y = 1740$  Гс. Величины  $\Delta f_0 \approx 10$  МГц и  $\Delta f_s \approx 15$  МГц характеризуют разницу в значениях частот  $f_0$  и  $f_s$  для пленок

Fig. 2. Frequency dependencies of a – transmission coefficient modulus T(f) and MSSW wave number k = k(f); b – transmission coefficient modulus T(f) calculated with the expression (6); c – reflection coefficient modulus  $S_{11}(f)$ and coefficient of transformation K(f) of incident power  $P_{in}(f)$  into the MSSW power P(f) calculated with the help of expression (8); d – generated EMF U(f) in the YIG(14.6 µm)/Pt(9 nm) structure at  $P_{in} \approx -5$  dBm and  $H \approx 939$  Oe. Curves 1 and 2 in (a), (b), (c) correspond to the YIG/Pt and YIG structures, respectively. Dependencies T(f), k(f),  $S_{11}(f)$ , and K(f) were measured at  $P_{in} \approx -20$  dBm. Curve 3 in (a) shows k = k(f) calculated with the help of expression (6). e – Frequency dependence of the density of states  $\eta(f)$  in the MSSW spectrum calculated by the expressions from [21] for the YIG film with the magnetization  $4\pi M_y = 1750$  G (curve 1) and  $4\pi M_y = 1740$  G (curve 2). Vertical dashed lines show the position of the long-wavelength ( $f_0$ ) and short-wavelength ( $f_s$ ) boundaries of the MSSW spectrum in the film with  $4\pi M_y =$  = 1740 G. Values of  $\Delta f_0 \approx 10$  MHz and  $\Delta f_s \approx 15$  MHz characterize the difference in corresponding values of  $f_0$  and  $f_s$  for the films

рассчитывались с учетом перенормировки параметра релаксации спиновых волн за счет спиновой накачки  $\tilde{\alpha} = \alpha + \Delta \alpha$  и считалось  $\Delta \alpha = \alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ .

Кривая 3 на рис. 2, *а* отвечает расчету зависимости k(f) с помощью дисперсионного уравнения для ПМСВ [21]:

$$f^{2} = f_{0}^{2} + \frac{1}{4}f_{m}^{2}(1 - \exp[-2kd]),$$
<sup>(7)</sup>

где  $f_0^2 = f_H^2 + f_H f_m$ ,  $f_H = \gamma H$ ,  $f_m = \gamma 4\pi M$ ,  $\gamma = 2.8$  МГц/Э — гиромагнитное отношение в ЖИГ. Вертикальными пунктирными линиями отмечены длинноволновая  $(k \to 0)$   $f_0 \approx 4.43$  ГГц и коротковолновая  $(k \to \infty)$   $f_s = f_H + f_m/2 \approx 5.09$  ГГц границы спектра ПМСВ. Кривой 3 на рис. 2, *с* показана зависимость  $S_{11}(f)$  при поле  $H^*= 2473$  Э, когда возбуждение ПМСВ на частотах f < 7 ГГц отсутствует. Результаты измерения зависимости  $S_{11}(f, H^*)$  использовались для расчета коэффициента K(f) с помощью соотношения:

$$K(f) = \frac{P(f)}{P_{\rm in}(f)} = 10^{S_{11}(f,H)/10} - 10^{S_{11}(f,H^*)/10},\tag{8}$$

где считается, что мощность ПМСВ P(f) определяется как разность отраженных мощностей  $P_r(f, H)$  от входного преобразователя при поле H, отвечающему возбуждению ПМСВ на частоте f, и поле  $H^* \gg H$ , когда возбуждение ПМСВ на частоте f отсутствует.

Из сравнения результатов, показанных на рис. 2, *a*-*c*, видно, что зависимости T(f), k(f),  $S_{11}(f)$  и K(f) в структуре ЖИГ(14.6 мкм)/Рt(9 нм) как качественно, так и количественно близки случаю пленки ЖИГ. При этом сравнение кривых 2 и 3 на рис. 2, *b* показывает, что в предположении  $\Delta \alpha \sim \alpha$  вклад пленки Рt в затухание ПМСВ обусловлен, в основном, омическими потерями индукционных токов. Однако из сопоставления экспериментальных зависимостей T(f), показанных кривыми 1 и 2 на рис. 2, *a*, не удается однозначно утверждать, что нанесение пленки Pt приводит к дополнительным потерям ПМСВ по сравнению со свободной пленкой ЖИГ. Действительно, из рис. 2, *a* можно видеть, что на некоторых частотах амплитуда выходного сигнала в структуре ЖИГ/Pt превышает значения для свободной пленки ЖИГ. Такое поведение T(f) можно объяснить, с одной стороны, малым расстоянием между входной и выходной антеннами в макете ЛЗ, из-за чего электронный вклад в измеряемые значения T(f) не превышает в длинноволновой области 2...3 дБ, см. рис. 2, *b*. С другой стороны, указанные изменения в потерях ПМСВ могут на некоторых частотах нивелироваться различием электродинамических свойств макетов и неоднородностью магнитного поля в зондовой станции, см., например, зависимости  $S_{11}(f)$  и K(f) на рис. 2, *c*.

На рис. 2, *d* приведена частотная зависимость генерируемой ЭДС U(f) в структуре ЖИГ/Рt при  $P_{in} \approx -5$  дБм. Видно, что вблизи длинноволновой  $f_0$  и коротковолновой  $f_s$  границ спектра ПМСВ в зависимости U(f) формируются два ярко выраженных пика ЭДС, отмеченные на рис. 2, *d* как  $U_1$  и  $U_2$ . Такое поведение U(f) коррелирует с частотной зависимостью функции плотности состояний  $\eta(f)$  в спектре дипольных ПМСВ, полученной в работе [21], характер зависимости которой для H = 939 Э приведен на рис. 2, *d*. Таким образом, можно утверждать, что в рассматриваемых структурах пленка платины не приводит к заметным отличиям в спектре ПМСВ по сравнению с изолированными пленками ЖИГ. Поэтому при анализе развития параметрических процессов и их влияния на ЭДС считалось, что спектр СВ и характер функции плотности состояний  $\eta(f)$  в структуре ЖИГ/Рt идентичны случаю изолированных пленок ЖИГ. Отметим, что вольт-ваттная чувствительность к структуры с учетом двунаправленности возбуждения ПМСВ антенной и рассчитанных значений коэффициента K(f) (см. рис. 2, *c*), составляет для частот  $f_0$  и  $f_s$  величину к  $\approx 2 \cdot 10^{-4}$  B/Вт.

Для структуры ЖИГ(8.8 мкм)/Рt(9 нм) результаты измерений зависимостей T(f), k(f),  $S_{11}(f)$ , K(f) и U(f) при поле H = 939 Э имели характер, аналогичный показанному на рис. 2. Значения параметра к для пиков  $U_1$  и  $U_2$  оказались на порядок выше, чем в структуре на основе ЖИГ толщиной 14.6 мкм, и составили, соответственно,  $\kappa \approx 2.1 \cdot 10^{-3}$  B/Вт и  $\kappa \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$  B/Вт.

# 3. Влияние параметрической неустойчивости ПМСВ на генерацию ЭДС в структуре ЖИГ/Рt

Рассмотрим поведение зависимостей U(f), T(f), K(f) и  $S_{11}(f)$  с ростом мощности ПМСВ. При этом учтем, что в пленках ЖИГ в пренебрежении влиянием вкладов обменного взаимодействия и полей анизотропии при значениях поля  $H > 2\pi M \approx 875$  Э только 4М-распады возможны в полосе частот существования ПМСВ  $[f_0, f_s]$  [48–51]. При  $H < (4/3)\pi M \approx 583$  Э во всей полосе частот  $[f_0, f_s]$  разрешены ЗМ-процессы. При значениях  $2\pi M > H > (4/3)\pi M$  на частотах  $f_0 < f < 2\gamma H$  поведение ПМСВ при C > 0 определяют 4М-процессы, тогда как ЗМ-процессы доминируют на частотах  $2\gamma < f < f_s$ . На рис. 3 на примере структуры ЖИГ(14.6 мкм)/Рt(9 нм) и для значений полей  $H_1 = 428$  Э  $< (4/3)\pi M$ ,  $(4/3)\pi M < H_2 = 809$  Э  $< 2\pi M$ ,  $H_3 = 939$  Э  $> 2\pi M$ показаны характерные изменения в зависимостях U(f), T(f), K(f) и  $S_{11}(f)$ , вызванные при C > 0 развитием параметрической неустойчивости ПМСВ. При этом значения  $P_{\rm th}$  для ПМСВ на частоте f определялись по снижению амплитуды T(f) выходного сигнала ПМСВ при  $P \cong P_{\rm th}$ (рис. 3, d).

С учетом значений коэффициента преобразования K(f), показанных на рис. 3, b, и результатов измерений  $T(P_{\rm in})$  на рис. 3, d получим, что значения  $P_{\rm th}$ , при которых развивается параметрическая неустойчивость, составляют в случае 4М-процессов  $P_{\rm th}^{4M} \approx 100$  мкВт, а в случае 3М-процессов  $P_{\rm th}^{3M} \approx 0.6...6$  мкВт. Указанным пороговым мощностям можно поставить в соответствие пороговые значения амплитуды намагниченности  $m_{\rm th}$  ПМСВ с помощью соотношения [50, 51]:

$$m_{\rm th} = \sqrt{\frac{P_{\rm th}}{v_g \cdot w \cdot d}},\tag{9}$$

где произведение  $w \cdot d$  определяет площадь сечения S пленки, через которое переносится мощность ПМСВ. Рассчитанные с помощью (9) значения  $m_{\rm th}$  при параметрах, отвечающих рис. 3, d, составляют в случае 4М-процессов  $m_{\rm th}^{4M} \approx 20$  Гс, а в случае 3М-процессов  $m_{\rm th}^{3M} \approx 0.7...4$  Гс. Полученные значения оказываются в разы выше как типичных значений m<sub>th</sub> для пленок ЖИГ, так и оценок в рамках теории Сулла для однородной накачки, которая дает значения  $m_{
m th}^{3M} pprox$  $pprox lpha \cdot f/(4\pi\gamma) pprox 0.03$  Гс и  $m_{
m th}^{4M} pprox \sqrt{(M \cdot lpha \cdot f/(4\pi\gamma))} pprox 2$  Гс. Указанное расхождение отчасти можно связать с поглощением части падающей мощности электронами проводимости пленки Pt, которая отстоит от входной антенны на расстояние  $\xi \approx 30$  мкм, а также дифракционной расходимостью ПМСВ с длинами волн  $\lambda \geqslant w$ , что может повлиять на оценку  $m_{\rm th}$  с помощью (9). Однако используемая методика определения  $P_{
m th}$  по падению амплитуды выходного сигнала T(f)также может давать заметную погрешность в определении  $P_{\mathrm{th}}^{3M,4M}$  ввиду малости расстояния L между антеннами. Действительно, при небольшой надкритичности накачки  $C \ge 0$  вносимое параметрической неустойчивостью дополнительное нелинейное затухание ПМСВ  $k''_{nl}$  может оказаться слишком малым, чтобы вызвать на длине L заметные изменения в поведении T(f)макета. Отметим, что показанные на рис. 3, *a*, *b*, *d* изменения в зависимостях T(f),  $S_{11}(f)$  и K(f) при C > 0 характерны [38,48–51] для параметрической неустойчивости ПМСВ и связаны с падением магнитной восприимчивости  $\chi(f)$  и ростом нелинейных потерь ПМСВ.

Влияние параметрической неустойчивости на генерацию ЭДС в структуре ЖИГ/Рt бегущими ПМСВ иллюстрируют результаты измерения зависимостей U(f), полученные для значений

Селезнёв М. Е., Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л.,

Кожевников А.В., Сахаров В.К., Дудко Г.М., Павлов Е.С., Филимонов Ю.А. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



Рис. 3. Влияние мощности ПМСВ на частотные зависимости T(f), K(f),  $S_{11}(f)$  и U(f) в структуре ЖИГ(14.6 мкм)/Рt(9 нм) при значениях магнитного поля  $H_1 = 428$ ,  $H_2 = 809$  и  $H_3 = 939$  Э. Кривыми 1–3 на рис. (a), (b) обозначены зависимости T(f), K(f),  $S_{11}(f)$ , полученные при  $P_{in} \approx -40$ , -8, 10 дБм, соответственно. Вертикальные штриховые линии, обозначают положение в спектре граничной частоты 3M-распадов  $f_{th}^{3M} = 2\gamma H$ . Звездочкой для  $H_1 = 428$  Э отмечена частота  $f_0$ . (c) Зависимости U(f) при  $P_{in} \approx 10, 8$  и 2 (кривые 4, 5, 6, соответственно). Штрих-пунктиром (кривая 7) показаны частотные зависимости плотности состояний  $\eta(f)$  в спектре ПМСВ при заданных значениях  $H_{1,2,3}$ . (d) Зависимости модуля коэффициента прохождения от входной мощности  $T(P_{in})$  на фиксированных частотах f=5.05 (для  $H_3$ ), 4.6 (для  $H_2$ ), 3.55 и 2.85 ГГц (для  $H_1$ ), положение которых показано на рис. (a) вертикальными пунктирными линиями

Fig. 3. Influence of MSSW power on the frequency dependencies T(f), K(f),  $S_{11}(f)$ , and U(f) in the YIG(14.6 µm)/Pt(9 nm) structure at values of magnetic field  $H_1 = 428$ ,  $H_2 = 809$ , and  $H_3 = 939$  Oe. Curves 1–3 in (a), (b) show the dependencies T(f), K(f),  $S_{11}(f)$  measured at  $P_{in} \approx -40$ , -8, 10 dBm, respectively. Vertical dash lines indicate the position of the border frequency for 3M decays  $f_{th}^{3M} = 2\gamma H$ . Asterisk at  $H_1 = 428$  Oe denotes the frequency  $f_0$ . (c) Dependencies U(f) at  $P_{in} \approx 10$ , 8, and 2 dBm (curves 4,5,6, respectively). Dash-dot lines 7 show the frequency dependencies  $\eta(f)$  of the density of states in the MSSW spectrum at given values of  $H_{1,2,3}$ . (d) Dependencies of transmission coefficient modulus on input power  $T(P_{in})$  at fixed frequencies f = 5.05 (for  $H_3$ ), 4.6 (for  $H_2$ ), 3.55, and 2.85 GHz (for  $H_1$ ) which positions are shown in (a) by vertical dash lines

 $P_{\rm in}$ =2 дБм, 8 дБм и 10 дБм, которым на рис. 3, *с* отвечают кривые 1,2 и 3, соответственно. При  $H_3 = 939$  Э в зависимости U(f) наблюдается два пика ЭДС с максимумами вблизи частот  $f_0 \approx 4.43$  ГГц и  $f_s \approx 5.09$  ГГц, что коррелирует с частотной зависимостью плотности состояний в спектре ПМСВ, показанной на рис. 2, *е*. С ростом мощности положение максимумов  $U_1$  и  $U_2$  сдвигается «вниз» по частоте на величины  $\Delta f_1$  и  $\Delta f_2$ , соответственно, которые при уровне  $P_{\rm in} \approx 10$  дБм составили  $\Delta f_1 \approx -25$  МГц и  $\Delta f_2 \approx -60$  МГц, см. рис. 3, *с*. Отметим, что с ростом мощности  $P_{\rm in}(f)$  максимум коэффициента K(f) на частотах  $f \approx f_s$  также сдвигается «вниз» по частоте и уменьшает свое значение примерно на 15%, см. рис. 3, *b*. Значения U(f) растут с  $P_{\rm in}$  и достигают при  $P_{\rm in} \approx 10$  дБм значений  $U_1 \approx 1200$  нВ и  $U_2 \approx 500$  нВ. Следует отметить, что

зависимость  $U_1(P)$  близка к линейной, тогда как  $U_2(P)$  имеет нелинейный характер, см. рис. 4, *a*, где приведены зависимости пиков  $U_{1,2}$  от мощности ПМСВ для выбранных значений магнитных полей. Кроме того, вершина пика  $U_2$  заметно сглаживается, по сравнению со случаем  $P < P_{\rm th}^{4M}$ . Отмеченную разницу в характере зависимостей  $U_1(P)$  и  $U_2(P)$  можно связать с двумя следствиями. Во-первых, при  $P > P_{\rm th}^{4M}$  к ограничению мощности ПМСВ приводит нелинейный вклад в декремент ПМСВ [50,51]. Во-вторых, рост мощности ПМСВ приводит к сдвигу полосы частот ПМСВ из-за уменьшения проекции намагниченности пленки  $4\pi M_y(x)$  на направление магнитного поля  $\vec{H}$  за счет разогрева пленки СВЧ-мощностью и эффекта динамического размагничивания [58]

$$4\pi M_y(x) = \gamma 4\pi M_0 \cdot (1 - \frac{m(x)^2}{M_0^2}),\tag{10}$$

где зависимость от координаты x отражает затухание амплитуды ПМСВ m(x) вдоль направления распространения. На рис. 2, e кривыми 1 и 2 показаны плотности состояний  $\eta(f)$  в спектре ПМСВ, рассчитанные по формулам [21] при значениях намагниченности  $4\pi M_y = 1750$  Гс и  $4\pi M_y = 1740$  Гс, соответственно. При этом считается, что значение  $4\pi M_y = 1740$  Гс отвечает участку пленки вблизи входной антенны, где амплитуда ПМСВ m(x = 0) максимальна. При распространении ПМСВ затухание приводит к росту  $4\pi M_y(x)$  и сдвигу полосы частот ПМСВ «вверх» по частоте в соответствии с выражениями для границ спектра:

$$f_s(x) = f_H + \frac{f_m(x)}{2}, \quad f_0(x) = \sqrt{f_H^2 + f_H \cdot f_m(x)}, \quad f_m(x) = \gamma 4\pi M_y(x). \tag{11}$$

Можно видеть, что вблизи длинноволновой границы ПМСВ, возбуждаемая на входе, интегрирует все сингулярности в плотности состояний  $\eta(f_0(x))$ , тогда как вблизи  $f_s$  из-за сдвига полосы частот ПМСВ вклад в электрон-магнонное рассеяние со стороны сингулярностей  $\eta(f_s(x))$ при x > 0 падает.

При  $H_2$ = 809 Э зависимость U(f) также демонстрирует наличие пиков  $U_1$  и  $U_2$ , см. рис. 3, c. Однако, в отличие от случая  $H_3$ , здесь пик  $U_2$  оказывается существенно меньше и сдвинут «вниз» по частоте относительно коротковолновой границы спектра ПМСВ  $f_s$ . Его положение совпадает с граничной частотой  $f_{\rm th}^{3M} \approx 2\gamma H$  для 3M-распадов [48–51]. Фактически 3M-процессы «обрезают» значения T(f), K(f) и U(f) для частот  $f > f_{\rm th}^{3M}$ . При этом отсутствие пика на частоте  $f_s$  объясняется его малой величиной  $U_2(f_s) = \kappa \cdot P \approx 1.2$  нВ в условиях ограничения мощности ПМСВ из-за 3M-распадов  $P = P_{\rm th}^{3M} \approx 6$  мкВт. Величина пиков  $U_{1,2}$  монотонно растет с входной мощностью, см. кривые 2 и 4 на рис. 4, а. Заметных изменений в положении пика  $U_2$  с ростом мощности не наблюдалось, поскольку его положение определяется частотой  $f_{\rm th}^{3M}$ , которая в рассматриваемом случае определяется полем подмагничивания. С ростом мощности ПМСВ положение  $U_1$  вблизи частоты  $f_0 \approx 4.09$  ГГц сдвигается на величину  $\Delta f_1 \approx -20$  МГц, см. рис. 3, c.

При  $H_1$ = 428 Э частота  $f_0(H_1) \approx 2.7$  ГГц превышает граничную частоту для 3М-процессов  $f_{\rm th}^{3M} = 2\gamma H_1 \approx 2.4$  ГГц ( $f_0(H_1) > f_{\rm th}^{3M}$ ) и 3М процессы разрешены во всем диапазоне существования ПМСВ. При этом пороговые значения мощности 3М процессов  $P_{\rm th}^{3M}$  в рассматриваемом случае составляют  $P_{\rm th}^{3M} \leq -18$  дБм, см. рис. 3, *d*. Из рис. 3, *a*-*c* можно видеть, что при надкритичностях сигнала ПМСВ  $C \approx 20$  дБ параметрические процессы существенно влияют на возбуждение ( $S_{11}(f), K(f)$ ) и прохождение (T(f)) ПМСВ в структуре. В зависимости U(f) наблюдался лишь пик ЭДС  $U_1$  на частотах вблизи  $f_0$ . Значения  $U_1$  монотонно росли с  $P_{\rm in}$ , достигая при максимально доступной мощности  $P_{\rm in} \approx 10$  дБм значений  $U_1 \approx 1630$  нВ, см. кривую 1 на рис. 4, *a*. При этом частота, отвечающая максимуму  $U_1$ , с ростом мощности снижалась на величину  $\Delta f_1 \approx -10$  МГц.

На рис. 4, *а* представлены зависимости значений пиков  $U_{1,2}$  от мощности ПМСВ  $P = P_{\rm in} \cdot K$  для  $H_{1,2,3}$ . Зависимости  $U_2(P)$  показаны кривыми 4 и 5 и демонстрируют монотонный рост. Однако при мощности  $P_K \ge 200$  мкВт зависимость  $U_2(P)$  отклоняется от линейной, что показано на вставке к рис. 4, *a*. Вольт-ваттная чувствительность детектора на частотах вблизи коротковолновой границы составляет  $\kappa \approx 2 \cdot 10^{-4}$  В/Вт при мощности ПМСВ P < 200 мкВт и снижается до значений  $\kappa \approx 10^{-4}$  В/Вт при  $P_K \approx 5$  мВт. Зависимости  $U_1(P)$  при значениях  $P > P_{\rm th}^{3M}$  близки к линейным, см. кривые 1–3. При выбранных значениях  $H_{1,2,3}$  вольт-ваттная чувствительность детектора  $\kappa = U/P$  достигает наибольших значений на частоте  $f_0$  и при  $H_1 \approx 428$  Э составляет  $\kappa \approx 1.6 \cdot 10^{-3}$  В/Вт. В случае структуры на основе пленки ЖИГ толщиной  $d_1 \approx 8.8$  мкм поведение зависимостей  $U_{1,2}(P)$  было аналогичным показанному на рис. 4, *a* с той лишь разницей, что значения параметра  $\kappa$  были на порядок выше.

На рис. 4, b и 4, c приведены зависимости пика  $U_1$  от частоты  $f_0$  (или поля ) при фиксированном уровне входной мощности  $P_{\rm in} \approx 2$  дБм для структур на основе пленок ЖИГ толщиной 14.6 мкм и 8.8 мкм, соответственно. Из рис. 4, b видно, что ЭДС достигает максимума  $U_1 \approx 1200$  нВ ( $S \approx 2 \cdot 10^{-3}$  В/Вт) при  $f_0^* \approx 2.9$  ГГц, чему отвечает поле  $H^* \approx 480$  Э. Отметим, что при  $H^* \approx 480$  Э для частоты  $f_0^* \approx 2.9$  ГГц выполняется условие  $f_0^* > 2\gamma H^* \approx 2.71$  ГГц при котором 3М-процессы распада ограничивают мощность ПМСВ во всей полосе частот возбуждения, аналогично тому, как показано на рис. 3, *а* для поля  $H_1 = 428$  Э. При этом частота  $f_0^*$ и поле  $H^*$  оказываются меньше обычных оценок граничных значений  $f_{\rm th}^{3M} \approx 3.25$  ГГц и  $H^{3M} = (4/3)\pi M \approx 583$  Э для 3М-распадов дипольных ПМСВ на частоте  $f_0$  в пленках ЖИГ [35] на величины приблизительно 350 МГц и 100 Э.



Рис. 4. a — Зависимости значений пиков  $U_{1,2}$  от мощности ПМСВ  $P = P_{in} \cdot K$  для структуры ЖИГ(14.6 мкм)/Рt(9 нм). Цифрой (1) обозначен пик  $U_1$  при  $H \approx 428$  Э, цифрами (2, 4) — пики  $U_1$  и  $U_2$ , соответственно, для  $H \approx 809$  Э, а (3, 5) отвечают пикам  $U_1$  and  $U_2$ , соответственно, для  $H \approx 939$  Э. На вставке характер зависимостей  $U_{1,2}(P)$  при малых уровнях мощности. b и c — Зависимости  $U_1$  от частоты при изменении магнитного поля H от 214 до 668 Э и постоянном уровне входной мощности  $P_{in} \approx 2$  дБм для структур ЖИГ(14.6 мкм)/Рt(9 нм) и ЖИГ(8.8 мкм)/Рt(9 нм), соответственно. Вертикальной пунктирной линией отмечено положение граничных значений поля и частоты для ЗМ-распадов в изотропной пленке ЖИГ. Звездочкой отмечены максимальные значения ЭДС, а также пик при H = 428 Э, обсуждаемый на рис. (a) и рис. 3. Прямоугольник с серой заливкой иллюстрирует различие в значениях магнитных полей  $H^*$  и частот  $f_0^*$  для структур

Fig. 4. *a* – Dependencies of  $U_{1,2}$  peaks on MSSW power  $P = P_{in} \cdot K$  for the YIG(14.6 µm)/Pt(9 nm) structure. Number (1) shows the  $U_1$  peak at  $H \approx 428$  Oe, numbers (2, 4) show  $U_1$  and  $U_2$  peaks, respectively, at  $H \approx 809$  Oe and numbers (3, 5) denote  $U_1$  and  $U_2$  peaks, respectively, at  $H \approx 939$  Oe. Insets show the character of  $U_{1,2}()$  dependencies at low levels of power. *b* and *c* – Frequency dependencies of  $U_1$  with the change of magnetic field *H* from 214 till 668 Oe at constant level of input power  $P_{in} \approx 2$  dBm for the YIG(14.6 µm)/Pt(9 nm) and YIG(8.8 µm)/Pt(9 nm) structures, respectively. Vertical dash line denotes the boundary field and frequency for 3M decays in an isotropic YIG film. Asterisk shows the maximum EMF value as well as the peak at = 428 Oe discussed in Figures 3 and 4, *a*. Rectangle with grey filling illustrates the difference in magnetic field  $H^*$  and frequency  $f_0^*$  values for the structures

Из рис. 4, *с* можно видеть, что в структуре ЖИГ(8.8 мкм)/Рt(9 нм) максимум ЭДС  $U_1 \approx 7.3$  мкВ ( $S \approx 2 \cdot 10^{-2}$  B/Bt) достигается на частоте  $f_0^* \approx 2.8$  ГГц при поле  $H^* \approx 460$  Э. Разницу в значениях  $f_0^*$  и  $H^*$  для структур, которая на рис. 4, *b*, *c* выделена серой заливкой и не превышает 100 МГц и 20 Э, соответственно, можно объяснить различием полей анизотропии в пленках ЖИГ, а также осцилляциями мощности в тракте при изменении частоты. Отметим, что осциллирующий характер зависимости  $U_1(f, H)$  на рис. 4, *b*, *c* не имеет отношения к механизму ОСЭХ, не зависит от магнитного поля и, в основном, связан с влиянием переотражений в измерительном СВЧ-тракте. Амплитуда осцилляций существенно вырастала, если из СВЧ-тракта между модулятором и СВЧ-зондом исключался вентиль.

В целом, вид зависимостей  $U_1(f_0(H))$  на рис. 4, *b*, *c* по характеру аналогичен зависимостям U(f), наблюдавшимся ранее в работах [26–28, 33, 34]. Видно, что ЭДС достигает максимальных значениях при частотах  $f_0^*$  и полях  $H^*$ , при которых мощность ПМСВ ограничивается 3М-распадами. Такой рост ЭДС за счет ОСЭХ в структурах ЖИГ/Рt в условиях ограничения мощности ПМСВ получил название «усиления генерации спинового тока за счет 3M-распадов» [26].

### 4. Влияние вторичных спиновых волн на эффект «усиления генерации спинового тока трехмагнонными распадами»

Отмеченный на рис. 4, b рост эффективности детектирования спинового тока в условиях ограничения мощности ПМСВ при 3М-распадах объяснялся в работах [26–28] передачей импульса в магнонную систему из решетки, а также влиянием ПСВ на скорость релаксации намагниченности в ЖИГ [27,28]. При этом считалось, что к росту эмиссии спинового тока приводит появление вместо одного кванта накачки двух ПСВ, а разница в спиновых моментах магнона накачки и двух ПСВ покрывается за счет решетки ЖИГ на временах порядка спин-решеточной релаксации. Поскольку измерения величины ОСЭХ, выполненные в импульсном режиме, показывали, что стационарное усиление эмиссии спинового тока определяется затуханием спиновых волн, то делался вывод о том, что основной вклад в генерацию спинового тока дают ПСВ, заселяющие «дно» спектра дипольно-обменных волн. Отметим, что для касательно намагниченных пленок на частоте «дна»  $f_{\rm bot}$  отрицательная дипольная дисперсия компенсируется положительной обменной дисперсией, и выполняется условие  $v_g(f_{\rm bot}) \rightarrow 0$ . Следовательно, частота  $f_{\rm bot}$  отвечает условию появления сингулярностей ван Хова в плотности состояний СВ.

Однако, для рассматриваемых здесь экспериментов по генерации ЭДС бегущими ПМСВ в структура ЖИГ/Рt, нельзя утверждать, что факт заселения «дна» спектра параметрическими магнонами непременно приводит к росту эффективности генерации спинового тока через интерфейс. В качестве доказательства обратимся к рис. 3, где приведены результаты измерения ЭДС в структуре, намагниченной в поле H = 809 Э. Из рис. 3, c можно видеть, что при попадании частоты ПМСВ в интервал частот  $[f_{th}^{3M}, f_s]$  (4.53...4.72 ГГц) уровень сигнала ЭДС не превышает уровень шумов. При этом в спектре ПМСВ накачки с частотой  $f_p$  из интервала 4.53  $\leq f_p \leq 4.72$  ГГц при надкритичностях  $C \geq 15$  дБ формируется шумовой пик с максимумом вблизи частоты  $f_p^{3M} \approx 4.53$  ГГц для поля H = 809 Э, где вблизи частоты  $f_{th}^{3M} \approx 4.53$  ГГц формируется шумовой пик. Механизм появления такого шумового пика связан с беспороговыми процессами слияния ПСВ (3) с частотами  $f_{1,2} \approx \gamma \cdot H \cong f_{bot}$  и, следовательно, отражает процесс заселения «дна» спектра CB пленки параметрическими магнонами [49–51].

Чтобы разобраться в механизме «усиления генерации спинового тока за счет 3М-распадов» обратимся к рис. 5, где для случая  $P_{\rm in}=10$  дБм показаны измеренные на выходной антенне спектры сигнала накачки ПМСВ на частоте  $f_p$ , близкой к длинноволновой границе спектра ПМСВ ( $f_p \approx f_0$ ).



Рис. 5. Измеренные на выходной антенне спектры сигнала накачки ПМСВ на частоте  $f_p = f_0(H)$  при значениях магнитного поля в интервале 316...652 Э. Спектр при H = 809 Э отвечает случаю  $f_p > f_{th}^{3M} > f_0$ . Горизонтальным пунктиром показано значение ЭДС на частоте накачки  $f_p$ . Стрелками на спектре для H = 513 Э показаны частоты, отвечающие верхней  $(f_{III}^B)$  и нижней  $(f_{III}^H)$  границам шумового пика вблизи частоты накачки  $f_p$ . Параметр  $\delta F$  на рисунке для H = 464 Э характеризует полосу частот, занимаемую шумовым пиком

Fig. 5. Spectrum of the pumping MSSW signal measured at output antenna at frequency  $f_p = f_0(H)$  and magnetic field in the interval 316...652 Oe. The spectrum at = 809 Oe corresponds to the case  $f_p > f_{th}^{3M} > f_0$ . Horizontal dash lines show EMF values at pumping frequency  $f_p$ . Arrows in the spectrum at H = 513 Oe indicate frequencies corresponding to the upper  $(f_{III}^B)$  and bottom  $(f_{III}^H)$  boundaries of the noise peak around the pumping frequency  $f_p$ . Parameter  $\delta F$  in the figure for H = 464 Oe characterizes the frequency region occupied by the noise peak

На рис. 5 приведены спектры для значений поля H из интервала от 316 до 652 Э, который включает поля  $H^*$ , отвечающие максимуму ЭДС на рис. 4, *b*, *c* и охватывает области как 3М, так и 4М-распадов. Горизонтальные пунктирные линии на рис. 5 показывают амплитуду пика ЭДС на частоте накачки.

Можно видеть, что при заданном уровне  $P_{in}$  в спектре выходного сигнала присутствует шумовой сигнал, связанный с параметрической неустойчивостью ПМСВ [39,48–51]. Интенсивность шума максимальна вблизи частоты накачки  $f_p$ . При этом можно выделить шумовой пик с полосой частот  $\delta F = f_{III}^B - f_{III}^H$ , где частоты  $f_{III}^H$  и  $f_{III}^B$  отвечают нижней и верхней границам шумового пика, которые можно определить как частоты, где амплитуда шумовых составляющих пика выходит на «плато» в спектре, см. рис. 5. Более высокая амплитуда шума на плато со стороны верхних частот объясняется попаданием ВСВ в спектр ПМСВ. На частотах  $f > f_s$  амплитуда шумового сигнала падает.

Из рис. 5 можно видеть, что шумовой пик вблизи частоты  $f_p$  наблюдается как в случае 3М, так и 4М-процессов при условии  $f_p \approx f_0^{-1}$ . Амплитуда шумовых составляющих в спектре немонотонно зависит от величины H. В интервале  $440 \leq H \leq 500$  Э амплитуда шумовых составляющих максимальна и превышает уровень -60 дБм. При этом с уменьшением H от 652 Э до 316 Э ширина шумового пика  $\delta F$  растет от  $\delta F \approx 100$  МГц до  $\delta F \approx 400$  МГц, что можно видеть из рис. 5 а также рис. 6, где точечными кривыми 9 отмечены границы шумового пика  $f_{III}^H$  и  $f_{III}^B$ . Серой заливкой на рис. 6 выделена область полей, в которой амплитуда шумового пика превышает -60 дБм.

Описанная динамика шумового пика в спектре ПМСВ коррелирует с динамикой амплитуды пика ЭДС  $U_1(f_P, H)$  при изменении поля Н, показанной на рис. 4, b, c. Действительно, величина ЭДС достигает максимальных значений в интервале полей  $H \approx$  $\approx 460...480$  Э, при которых шумовой пик в спектре имеет наибольшие значения амплитуды и его ширина составляет  $\delta F \approx 400$  МГц, см. рис. 5. Это позволяет сделать вывод, что эффект «усиления генерации спинового тока за счет 3М-распадов» отражает процесс заселения спектра пленки ВСВ рождаемыми в результате беспороговых процессов слияния ПСВ (3). Необходимо отметить, что этот вывод контрастирует с тем, который был сделан ранее при обсуждении зависимости U(f) на рис. 3, *c* при H = 809 Э и где рождение шумового пика в спектре волны накачки (см. рис. 5 для H = 809 Э) не сопровождалось ростом ЭДС.



Рис. 6. Рассчитанные с помощью (12), (14)–(16) зависимости от граничных частот  $f_0$  (кривая I),  $f_{bot}$  (кривая 2),  $f_A^{BVMSW}$  (кривая 3),  $f_A^{FVMSW}$  (кривая 4),  $2f_{bot}$  (кривая 5), и  $2\gamma H$  (кривая 6) в спектре дипольных МСВ кубически анизотропной пленки ЖИГ(111) с полем анизотропии  $H_c = -40$  Э,  $\varphi = 0$ . Вертикальными линиями отмечены границы 3М-распада изотропной  $H_{th}^{3M} \approx 585$  Э (кривая 7) и анизотропной  $H_{thA}^{3M} \approx 545$  Э (кривая 8) пленки ЖИГ. Точечные кривые 9 отвечают зависимостям от поля верхней ( $f_{III}^{B}$ ) и нижней ( $f_{III}^{H}$ ) границам шумового пика вблизи частоты накачки  $f_p$ . Серой заливкой выделен диапазон полей в котором амплитуда шумового пика превышает -60 дБм

Fig. 6. Dependencies of boundary frequencies  $f_0$  (curve 1),  $f_{bot}$  (curve 2),  $f_A^{BVMSW}$  (curve 3),  $f_A^{FVMSW}$  (curve 4),  $2f_{bot}$  (curve 5), and  $2\gamma H$  (curve 6) on applied field H calculated with the help of (12), (14)–(16), for the spectrum of dipole MSW in the YIG(111) film with the cubic anisotropy characterized by the anisotropy field  $H_c = -40$  Oe at  $\varphi = 0$ . Vertical dash lines denote boundaries of 3M decays for the isotropic  $H_{\rm th}^{3M} \approx 585$  Oe (curve 7) and anisotropic  $H_{\rm thA}^{3M} \approx 545$  Oe (curve 8) YIG film. Dot curves 9 correspond to the field dependencies of upper  $(f_{III}^B)$  and bottom  $(f_{III}^H)$  boundaries of noise peak around the pumping frequency  $f_p$ . Grey fill shows the field region where amplitude of the noise peak is above -60 dBm

Указанное противоречие можно объяснить, если учесть, что для интервала полей от 440 до 525 Э шумовой пик формируется вблизи длинноволновой границы спектра дипольных ПМСВ  $f_0$ , где плотность состояний CB характеризуется сингулярностями ван Хова. При этом для объяснения максимума ЭДС при поле  $H^* = 480$  Э и частоте накачки  $f_p^* \approx 2.9$  ГГц, когда граница шумового спектра  $f_{III}^H$  смещена относительно  $f_p^*$  на  $\Delta f = f_p^* - f_{III}^H \approx 200$  МГц, необходимо использовать представление о спектре ПМСВ с учетом влияния полей кристаллографической анизотропии ЖИГ [59, 60].

Действительно, учет полей анизотропии приводит к двум основным изменениям спектра СВ относительно случая изотропной пленки. Во-первых, анизотропия приводит к изменению значений характерных частот в спектре СВ касательно намагниченной пленки. В частности, для дипольных МСВ в пленке ЖИГ с кристаллографической ориентацией (111) частоты длинноволно-

 $<sup>^{1}</sup>$ В случае 3М-распадов и  $f_p > f_{
m th}^{3M}$  шумовой пик локализован вблизи частоты  $f_{
m th}^{3M}$ , см. рис. 5 для H = 809 Э.

вой  $(f_0)$  и коротковолновых границ ПМСВ  $(f_s)$  и ООМСВ  $(f_{bot})$  могут быть оценены с помощью выражений [59]:

$$f_0 = \sqrt{R - f_c^2 (\cos 6\varphi + 1)},$$
(12)

$$f_s = f_H + (f_m + f_a)/2,$$
(13)

$$f_{\rm bot} = \sqrt{f_H \cdot (f_H + f_a) - f_c^2 (\cos 6\varphi + 1)},$$
(14)

где  $R = f_H \cdot (f_H + f_m + f_a)$ ,  $f_a = f_u - f_c$ ,  $f_u = \gamma \cdot 2K_u/M$ ,  $f_c = \gamma \cdot K_1/M$ ,  $K_u$  и  $K_1$  – константы одноосной и кубической анизотропии,  $\varphi$  – угол между направлением касательного к пленке магнитного поля и кристаллографическим направлением [110], лежащим в плоскости пленки с кристаллографической ориентацией (111). На рис. 6 для кубически анизотропной пленки ЖИГ(111), характеризуемой полем  $H_c = -40$  Э, намагниченной вдоль кристаллографического направления [110] ( $\varphi = 0$ ), приведен расчет зависимостей от магнитного поля  $f_0$ ,  $f_{bot}$ ,  $2f_{bot}$  и  $2\gamma H$ . Вертикальными пунктирными линиями отмечены значения магнитных полей  $H_{th}^{3M} \approx 585$  Э и  $H_{thA}^{3M} \approx 545$  Э, ниже которых на частоте  $f_0(H)$  возможен 3M-распад. Отметим, что поле  $H_{thA}^{3M} \approx 545$  Э достаточно близко к значению H = 550 Э, когда амплитуда шумового пика в спектре ПМСВ накачки возрастает, см. рис. 5.

Во-вторых, анизотропия приводит к появлению в спектре волн, бегущих перпендикулярно касательному полю H, дополнительно к ПМСВ, интервалов частот, где распространяются анизотропные прямые (ПОМСВ) и обратные (ООМСВ) объемные магнитостатические волны. Такие анизотропные ПОМСВ и ООМСВ занимают, соответственно, полосы частот  $[f_0, f_A^{FVMSW}]$  и  $[f_A^{BVMSW}, f_0]$ , где частота  $f_0$  – длинноволновая граница ПОМСВ и ООМСВ, а частоты  $f_A^{FVMSW}$  и  $f_A^{BVMSW}$  – коротковолновые границы ПОМСВ и ООМСВ, определяемые выражениями (15) и (16), соответственно [59]:

$$f_A^{FVMSW} = \sqrt{f_0^2 + 1/2 \cdot f_H \cdot [f_a + \sqrt{f_a^2 + 4f_c^2(\cos 6\varphi + 1)}]},$$
(15)

$$f_A^{BVMSW} = \sqrt{f_0^2 + 1/2 \cdot f_H \cdot [f_a - \sqrt{f_a^2 + 4f_c^2(\cos 6\varphi + 1)}]}.$$
 (16)

Зависимости  $f_A^{FVMSW}$  и  $f_A^{BVMSW}$  от поля приведены на рис. 6. Видно, что ширина шумового пика коррелирует с шириной области частот, которую занимают анизотропные объемные МСВ. Расхождение может быть связано с тем, что расчеты на рис. 6 выполнялись в пренебрежении вкладом поля одноосной анизотропии, а также с ограничением диапазона волновых чисел  $k \leq \pi/s \approx 8 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>, обусловленного конечной шириной  $s \approx 4$  мкм микроантенн.

На рис. 7, *а* приведен результат микромагнитного моделирования [61–63] спектра спиновых волн с волновыми числами  $|k| \leq 10^4$  см<sup>-1</sup> в пленке ЖИГ(111) толщиной d = 8.8 мкм, с полем кубической анизотропии  $H_c = -40$  Э, намагниченной в поле H = 300 Э в направлении [110]. Интенсивность серого отражает амплитуду фурье-компонент спиновых волн, бегущих в направлении, перпендикулярном магнитному полю при возбуждении пленки ЖИГ импульсом магнитного поля нормального поверхности пленки  $h = A \cdot \text{sinc} (2\pi f_{\max}[t - t_0])$ , где A = 100 А/м – амплитуда,  $f_{\max} = 5$  ГГц – максимальная частота, t – время,  $t_0 = 50$  нс – сдвиг по времени. Можно видеть, что вблизи длинноволновой границы существует полоса частот, где характер дисперсии в области малых волновых чисел отвечает дисперсии ПОМСВ и ООМСВ. На рис. 7, *b* точками выделены участки дисперсии, где  $v_g \rightarrow 0$  и в плотности состояний формируются сингулярности ван Хова. Заселение этих участков спектра ВСВ приводит к росту эффективности генерации спинового тока.

Причина, по которой ЭДС достигает максимума при некотором поле  $H^*$ , связана с тем, что при поле  $H^*$  полоса частот, в которой существуют сингулярности ван Хова в спектре анизотропных ПОМСВ и ООМСВ, оптимально перекрывается с полосой частот, где формируются ВСВ.



Рис. 7. *а* — Результаты микромагнитного моделирования спектра дипольно-обменных СВ в пленке ЖИГ(111) с полем кубической анизотропии  $H_c = -40$  Э, намагниченной в поле H = 300 Э, направленном вдоль кристаллографического направления [110]. Интенсивность серого пропорциональна амплитуде фурье-компонент СВ при возбуждении импульсом поля  $h = A \cdot \text{sinc}(2\pi f_{\text{max}}[t - t_0])$ , где A = 100 A/м - амплитуда,  $f_{\text{max}} = 5 \Gamma \Gamma \mu$  — максимальная частота, t — время,  $t_0 = 50$  нс — сдвиг по времени. b — Область анизотропных дипольно-обменных волн. Точками выделены участки спектра с сингулярностями ван Хова ( $v_q \rightarrow 0$ )

Fig. 7. a – Results of micromagnetic simulation of the spectrum of dipole-exchange spin waves in YIG(111) film with the field of cubic anisotropy  $H_c = 40$  Oe magnetized in the field H = 300 Oe oriented along the crystallographic direction [110]. Grey scale intensity is proportional to the Fourier-amplitude of spin wave components excited by the field pulse  $h = A \cdot \text{sinc}(2\pi f_{\text{max}}[t - t_0])$ , where A = 100 A/m – amplitude,  $f_{\text{max}} = 5 \text{ GHz}$  – maximum frequency, t – time,  $t_0 = 50 \text{ ns}$  – time shift. b – The region of anisotropic dipole-exchange waves. Areas of the spectrum with the Van Hove singularities ( $v_g \rightarrow 0$ ) are marked by dots

Чтобы пояснить сказанное, обратимся к положению границ шумового пика  $f_{III}^B$  и  $f_{III}^H$  относительно граничных частот  $2f_{bot}$  и  $2\gamma H$  на рис. 6. Можно видеть, что для интервала магнитных полей  $H^*$ , выделенного серой заливкой, отстройка частоты  $f_{III}^H$  от частот  $2f_{bot}$  и  $2\gamma H$  минимальна и увеличивается с уменьшением H. Поскольку ВСВ заселяют спектр пленки на частотах  $f > 2f_{bot}$ , то число ВСВ, заселяющих участок спектра анизотропных ПОМСВ и ООМСВ при  $H < H^*$ , оказывается меньше, чем при  $H = H^*$ . При полях  $H > H^*$  частота  $2f_{bot}$  лежит выше частоты  $f_A^{BVMSW}$  и ВСВ заселяют лишь часть полосы частот  $\Delta \tilde{F}$ , что снижает эффективность генерации спинового тока. При полях  $H < H^*$  частота  $2f_{bot}$  лежит ниже частоты  $f_A^{BVMSW}$ .

#### Заключение

Таким образом, исследовано влияние процессов трехмагнонных распадов на ЭДС, генерируемую за счет обратного спинового эффекта Холла в структуре ЖИГ/Рt при возбуждении бегущих ПМСВ, дисперсия которых близка к дисперсии дипольных ПМСВ в неметаллизированных пленках ЖИГ. Показано, что трехмагнонная параметрическая неустойчивость может существенно менять характер зависимостей U(f) и U(P). Обнаружено, что 3М-процессы существенно ограничивают сигнал ЭДС в коротковолновой части спектра дипольных ПМСВ, тогда как на частотах накачки  $f_p$ , близких к длинноволновой границе  $f_0$  спектра ПМСВ ( $f \approx f_0$ ), сигнал ЭДС демонстрирует квазилинейный рост с увеличением мощности ПМСВ P. Предложен механизм, объясняющий рост эффективности генерации ЭДС в условиях ограничения мощности ПМСВ из-за 3М-распадов. Механизм связан с заселением ВСВ области спектра анизотропных дипольно-обменных спиновых волн, характеризующейся наличием сингулярностей в плотности состояния магнонов (сингулярностей ван Хова).

## Список литературы

- 1. Kajiwara Y., Harii K., Takahashi S., Ohe J., Uchida K., Mizuguchi M., Umezawa H., Kawai H., Ando K., Takanashi K., Maekawa S., Saitoh E. Transmission of electrical signals by spinwave interconversion in a magnetic insulator // Nature. 2010. Vol. 464, no. 7286. P. 262–266. DOI: 10.1038/nature08876.
- 2. Sinova J., Valenzuela S. O., Wunderlich J., Back C. H., Jungwirth T. Spin Hall effects // Rev. Mod. Phys. 2015. Vol. 87, no. 4. P. 1213–1260. DOI: 10.1103/RevModPhys.87.1213.
- 3. *Althammer M.* Pure spin currents in magnetically ordered insulator/normal metal heterostructures // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. Vol. 51, no. 31. P. 313001. DOI: 10.1088/1361-6463/aaca89.
- Jungfleisch M. B., Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Obry B., Schultheiss H., Beck P. A., Karenowska A. D., Saitoh E., Hillebrands B. Temporal evolution of inverse spin Hall effect voltage in a magnetic insulator-nonmagnetic metal structure // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99, no. 18. P. 182512. DOI: 10.1063/1.3658398.
- Agrawal M., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Kirihara A., Pirro P., Langner T., Jungfleisch M. B., Chumak A. V., Papaioannou E. T., Hillebrands B. Role of bulk-magnon transport in the temporal evolution of the longitudinal spin-Seebeck effect // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 89, no. 22. P. 224414. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.224414.
- Rezende S. M., Rodríguez-Suárez R. L., Cunha R. O., Rodrigues A. R., Machado F. L. A., Fonseca Guerra G. A., Lopez Ortiz J. C., Azevedo A. Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 89, no. 1. P. 014416. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.014416.
- Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 88, no. 18. P. 182509. DOI: 10.1063/1.2199473.
- 8. *Chumak A. V., Vasyuchka V. K., Serga A. A., Hillebrands B.* Magnon spintronics // Nature Physics. 2015. Vol. 11, no. 6. P. 453–461. DOI: 10.1038/nphys3347.
- 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. Магноника – новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // УФН. 2015. Т. 185, № 10. С. 1099–1128. DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099.
- Ando K., Ieda J., Sasage K., Takahashi S., Maekawa S., Saitoh E. Electric detection of spin wave resonance using inverse spin-Hall effect // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 94, no. 26. P. 262505. DOI: 10.1063/1.3167826.
- 11. *Hahn C., de Loubens G., Viret M., Klein O., Naletov V. V., Ben Youssef J.* Detection of microwave spin pumping using the inverse spin Hall effect // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 111, no. 21. P. 217204. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.217204.
- 12. Ganzhorn K., Klingler S., Wimmer T., Geprägs S., Gross R., Huebl H., Goennenwein S. T. B. Magnon-based logic in a multi-terminal YIG/Pt nanostructure // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 109, no. 2. P. 022405. DOI: 10.1063/1.4958893.
- 13. *Balinskiy M., Chiang H., Gutierrez D., Khitun A.* Spin wave interference detection via inverse spin Hall effect // Appl. Phys. Lett. 2021. Vol. 118, no. 24. P. 242402. DOI: 10.1063/5.0055402.
- Avci C. O., Quindeau A., Pai C.-F., Mann M., Caretta L., Tang A. S., Onbasli M. C., Ross C. A., Beach G. S. D. Current-induced switching in a magnetic insulator // Nature Materials. 2017. Vol. 16, no. 3. P. 309–314. DOI: 10.1038/nmat4812.
- 15. *Cornelissen L. J., Liu J., van Wees B. J., Duine R. A.* Spin-current-controlled modulation of the magnon spin conductance in a three-terminal magnon transistor // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 120, no. 9. P. 097702. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.097702.
- 16. Hamadeh A., d'Allivy Kelly O., Hahn C., Meley H., Bernard R., Molpeceres A. H., Naletov V. V., Viret M., Anane A., Cros V., Demokritov S. O., Prieto J. L., Muñoz M., de Loubens G., Klein O.

Селезнёв М.Е., Никулин Ю.В., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л.,

Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Павлов Е. С., Филимонов Ю. А.

Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

Full control of the spin-wave damping in a magnetic insulator using spin-orbit torque // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 113, no. 19. P. 197203. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.197203.

- 17. *Padrón-Hernández E., Azevedo A., Rezende S. M.* Amplification of spin waves by thermal spintransfer torque // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107, no. 19. P. 197203. DOI: 10.1103/PhysRevLett. 107.197203.
- Lauer V., Bozhko D. A., Brächer T., Pirro P., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Jungfleisch M. B., Agrawal M., Kobljanskyj Y. V., Melkov G. A., Dubs C., Hillebrands B., Chumak A. V. Spin-transfer torque based damping control of parametrically excited spin waves in a magnetic insulator // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 108, no. 1. P. 012402. DOI: 10.1063/1.4939268.
- 19. *Tveten E. G., Brataas A., Tserkovnyak Y.* Electron-magnon scattering in magnetic heterostructures far out of equilibrium // Phys. Rev. B. 2015. Vol. 92, no. 18. P. 180412. DOI: 10.1103/PhysRevB. 92.180412.
- 20. *Van Hove L*. The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal // Physical Review. 1953. Vol. 89, no. 6. P. 1189–1193. DOI: 10.1103/PhysRev.89.1189.
- 21. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1961. Vol. 19, no. 3–4. P. 308–320. DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5.
- Nikulin Y. V., Seleznev M. E., Khivintsev Y. V., Sakharov V. K., Pavlov E. S., Vysotskii S. L., Kozhevnikov A. V., Filimonov Y. A. EMF generation by propagating magnetostatic surface waves in integrated thin-film Pt/YIG structure // Semiconductors. 2020. Vol. 54, no. 12. P. 1721–1724. DOI: 10.1134/S106378262012026X.
- 23. De Wames R. E., Wolfram T. Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41, no. 3. P. 987–993. DOI: 10.1063/1.1659049.
- 24. Селезнев М. Е., Никулин Ю. В., Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Кожевников А. В., Высоцкий С. Л., Филимонов Ю. А. Влияние резонансного взаимодействия поверхностных магнитостатических волн с обменными модами на генерацию ЭДС в структурах YIG/Pt // ЖТФ. 2021. Т. 91, № 10. С. 1504–1508. DOI: 10.21883/JTF.2021.10.51363.136-21.
- 25. Sandweg C. W., Kajiwara Y., Chumak A. V., Serga A. A., Vasyuchka V. I., Jungfleisch M. B., Saitoh E., Hillebrands B. Spin pumping by parametrically excited exchange magnons // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 106, no. 21. P. 216601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.216601.
- Kurebayashi H., Dzyapko O., Demidov V. E., Fang D., Ferguson A. J. Demokritov S. O. Controlled enhancement of spin-current emission by three-magnon splitting // Nature Materials. 2011. Vol. 10, no. 9. P. 660–664. DOI: 10.1038/nmat3053.
- Kurebayashi H., Dzyapko O., Demidov V.E., Fang D., Ferguson A. J., Demokritov S. O. Spin pumping by parametrically excited short-wavelength spin waves // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99, no. 16. P. 162502. DOI: 10.1063/1.3652911.
- 28. Sakimura H., Tashiro T., Ando K. Nonlinear spin-current enhancement enabled by spin-damping tuning // Nat. Commun. 2014. Vol. 5. P. 5730. DOI: 10.1038/ncomms6730.
- 29. Manuilov S. A., Du C. H., Adur R., Wang H. L., Bhallamudi V. P., Yang F. Y., Hammel P. C. Spin pumping from spinwaves in thin film YIG // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 107, no. 4. P. 042405. DOI: 10.1063/1.4927451.
- Watanabe S., Hirobe D., Shiomi Y., Iguchi R., Daimon S., Kameda M., Takahashi S., Saitoh E. Generation of megahertz-band spin currents using nonlinear spin pumping // Scientific Reports. 2017. Vol. 7, no. 1. P. 4576. DOI: 10.1038/s41598-017-04901-4.
- 31. *Ando K., Saitoh E.* Spin pumping driven by bistable exchange spin waves // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 109, no. 2. P. 026602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.026602.
- Noack T. B., Vasyuchka V. I., Bozhko D. A., Heinz B., Frey P., Slobodianiuk D. V., Prokopenko O. V., Melkov G. A., Kopietz P., Hillebrands B., Serga A. A. Enhancement of the spin pumping effect by magnon confluence process in YIG/Pt bilayers // Physica Status Solidi (B). 2019. Vol. 256, no. 9. P. 1900121. DOI: 10.1002/pssb.201900121.

- 33. *Castel V., Vlietstra N., Ben Youssef J., Van Wees B.J.* Platinum thickness dependence of the inverse spin-Hall voltage from spin pumping in a hybrid yttrium iron garnet/platinum system // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101, no. 13. P. 132414. DOI: 10.1063/1.4754837.
- Castel V., Vlietstra N., Van Wees B. J., Ben Youssef J. Frequency and power dependence of spin-current emission by spin pumping in a thin-film YIG/Pt system // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86, no. 13. P. 134419. DOI: 10.1103/PhysRevB.86.134419.
- Jungfleisch M. B., Chumak A. V., Kehlberger A., Lauer V., Kim D. H., Onbasli M. C., Ross C. A., Kläui M., Hillebrands B. Thickness and power dependence of the spin-pumping effect in Y3Fe5O12/Pt heterostructures measured by the inverse spin Hall effect // Phys. Rev. B. 2015. Vol. 91, no. 13. P. 134407. DOI: 10.1103/PhysRevB.91.134407.
- Chumak A. V., Serga A. A., Jungfleisch M. B., Neb R., Bozhko D. A., Tiberkevich V. S., Hillebrands B. Direct detection of magnon spin transport by the inverse spin Hall effect // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100, no. 8. P. 082405. DOI: 10.1063/1.3689787.
- 37. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993. 312 с.
- 39. Львов В. С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987. 272 с.
- 40. Ползикова Н. И., Раевский А. О., Темирязев А. Г. Влияние обменного взаимодействия на границу трехмагнонного распада волны Дэймона-Эшбаха в тонких пленках ЖИГ // ФТТ. 1984. Т. 26, № 11. С. 3506–3508.
- 41. Iguchi R., Ando K., Qiu Z., An T., Saitoh E., Sato T. Spin pumping by nonreciprocal spin waves under local excitation // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 102, no. 2. P. 022406. DOI: 10.1063/1.4775685.
- 42. Agrawal M., Serga A. A., Lauer V., Papaioannou E. T., Hillebrands B., Vasyuchka V. I. Microwaveinduced spin currents in ferromagnetic-insulator|normal-metal bilayer system // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105, no. 9. P. 092404. DOI: 10.1063/1.4894636.
- 43. Balinsky M., Ranjbar M., Haidar M., Dürrenfeld P., Khartsev S., Slavin A., Åkerman J., Dumas R. K. Spin pumping and the inverse spin-hall effect via magnetostatic surface spin-wave modes in Yttrium-Iron garnet/platinum bilayers // IEEE Magn. Lett. 2015. Vol. 6. P. 3000604. DOI: 10.1109/LMAG.2015.2471276.
- 44. Sandweg C. W., Kajiwara Y., Ando K., Saitoh E., Hillebrands B. Enhancement of the spin pumping efficiency by spin wave mode selection // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97, no. 25. P. 252504. DOI: 10.1063/1.3528207.
- d'Allivy Kelly O., Anane A., Bernard R., Ben Youssef J., Hahn C., Molpeceres A. H., Carrétéro C., Jacquet E., Deranlot C., Bortolotti P., Lebourgeois R., Mage J.-C., de Loubens G., Klein O., Cros V., Fert A. Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103, no. 8. P. 082408. DOI: 10.1063/1.4819157.
- Khivintsev Y. V., Filimonov Y. A., Nikitov S. A. Spin wave excitation in yttrium iron garnet films with micron-sized antennas // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106, no. 5. P. 052407. DOI: 10.1063/ 1.4907626.
- Kholid F. N., Hamara D., Terschanski M., Mertens F., Bossini D., Cinchetti M., McKenzie-Sell L., Patchett J., Petit D., Cowburn R., Robinson J., Barker J., Ciccarelli C. Temperature dependence of the picosecond spin Seebeck effect // Appl. Phys. Lett. 2021. Vol. 119, no. 3. P. 032401. DOI: 10.1063/5.0050205.
- 48. *Медников А. М.* Нелинейные эффекты при распространении поверхностных спиновых волн в пленках ЖИГ // ФТТ. 1981. Т. 23, № 1. С. 242–245.
- 49. *Темирязев А. Г.* Механизм преобразования частоты поверхностной магнитостатической волны в условиях трехмагнонного распада // ФТТ. 1987. Т. 29, № 2. С. 313–319.

- 50. *Казаков Г. Т., Кожевников А. В., Филимонов Ю. А.* Четырехмагнонный распад поверхностных магнитостатических волн в пленках железо-иттриевого граната // ФТТ. 1997. Т. 39, № 2. С. 330–338.
- 51. *Казаков Г. Т., Кожевников А. В., Филимонов Ю. А.* Влияние параметрически возбужденных спиновых волн на дисперсию и затухание поверхностных магнитостатических волн в ферритовых пленках // ЖЭТФ. 1999. Т. 115, № 1. С. 318–332.
- 52. Бугаев А. С., Галкин О. Л., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. Увлечение электронов магнитостатической волной в слоистой структуре феррит-металл // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, № 8. С. 485–488.
- 53. Веселов А. Г., Высоцкий С. Л., Казаков Г. Т., Сухарев А. Г., Филимонов Ю. А. Поверхностные магнитостатические волны в металлизированных пленках ЖИГ // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39, № 12. С. 2067–2074.
- 54. *Kapelrud A., Brataas A.* Spin pumping and enhanced gilbert damping in thin magnetic insulator films // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 111, no. 9. P. 097602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.097602.
- Kapelrud A., Brataas A. Spin pumping, dissipation, and direct and alternating inverse spin Hall effects in magnetic-insulator/normal-metal bilayers // Phys. Rev. B. 2017. Vol. 95, no. 21. P. 214413. DOI: 10.1103/PhysRevB.95.214413.
- 56. Гуляев Ю. В., Бугаев А. С., Зильберман 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, № 9. Р. 600–603.
- 57. Луговской А. В., Щеглов В. В. Спектр обменных и безобменных спин-волновых возбуждений в пленках ферритов-гранатов // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 3. С. 518–524.
- 58. *Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Стогний А. И., Дудко Г. М., Филимонов Ю. А.* Влияние мощности входного сигнала на распространение поверхностных магнитостатических волн в плёнках железо-иттриевого граната на подложках кремния // Известия вузов. ПНД. 2017. Т. 25, № 1. С. 35–51. DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-1-35-51.
- 59. Зильберман П. Е., Куликов В. М., Тихонов В. В., Шеин И. В. Нелинейные эффекты при распространении поверхностных магнитостатических волн в пленках железо-иттриевого граната в слабых полях // ЖЭТФ. 1991. Т. 99, № 5. С. 1566–1578.
- 60. *Медведь А. В., Крышталь Р. Г., Осипенко В. А., Попков А. Ф.* Трансформация мод магнитостатических волн при рассеянии их на поверхностной акустической волне в пленках ЖИГ // ЖТФ. 1988. Т. 58, № 12. С. 2315–2322.
- 61. *Donahue M. J., Porter D. G.* OOMMF User's Guide. Interagency Report NISTIR 6376. Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology, 1999. 94 p. DOI: 10.6028/NIST.IR.6376.
- Dvornik M., Au Y., Kruglyak V. V. Micromagnetic simulations in magnonics // In: Demokritov S., Slavin A. (eds) Magnonics. Topics in Applied Physics. Vol 125. Berlin: Springer, 2013. P. 101–115. DOI: 10.1007/978-3-642-30247-3\_8.
- 63. Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Дудко Г. М., Джумалиев А. С., Высоцкий С. Л., Стогний А. И., Филимонов Ю. А. Особенности распространения спиновых волн в магнонных кристаллах с неоднородным распределением намагниченности по толщине // ФТТ. 2022. Т. 64, № 9. С. 1255–1262. DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52815.11HH.

## References

- 1. Kajiwara Y, Harii K, Takahashi S, Ohe J, Uchida K, Mizuguchi M, Umezawa H, Kawai H, Ando K, Takanashi K, Maekawa S, Saitoh E. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. Nature. 2010;464(7286):262–266. DOI: 10.1038/nature08876.
- 2. Sinova J, Valenzuela SO, Wunderlich J, Back CH, Jungwirth T. Spin Hall effects. Rev. Mod. Phys. 2015;87(4):1213–1260. DOI: 10.1103/RevModPhys.87.1213.

- 3. Althammer M. Pure spin currents in magnetically ordered insulator/normal metal heterostructures. J. Phys. D: Appl. Phys. 2018;51(31):313001. DOI: 10.1088/1361-6463/aaca89.
- 4. Jungfleisch MB, Chumak AV, Vasyuchka VI, Serga AA, Obry B, Schultheiss H, Beck PA, Karenowska AD, Saitoh E, Hillebrands B. Temporal evolution of inverse spin Hall effect voltage in a magnetic insulator-nonmagnetic metal structure. Appl. Phys. Lett. 2011;99(18):182512. DOI: 10.1063/1.3658398.
- Agrawal M, Vasyuchka VI, Serga AA, Kirihara A, Pirro P, Langner T, Jungfleisch MB, Chumak AV, Papaioannou ET, Hillebrands B. Role of bulk-magnon transport in the temporal evolution of the longitudinal spin-Seebeck effect. Phys. Rev. B. 2014;89(22):224414. DOI: 10.1103/PhysRevB. 89.224414.
- Rezende SM, Rodríguez-Suárez RL, Cunha RO, Rodrigues AR, Machado FLA, Fonseca Guerra GA, Lopez Ortiz JC, Azevedo A. Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect. Phys. Rev. B. 2014;89(1):014416. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.014416.
- Saitoh E, Ueda M, Miyajima H, Tatara G. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. Appl. Phys. Lett. 2006;88(18):182509. DOI: 10.1063/ 1.2199473.
- 8. Chumak AV, Vasyuchka VK, Serga AA, Hillebrands B. Magnon spintronics. Nature Physics. 2015;11(6):453–461. DOI: 10.1038/nphys3347.
- Nikitov SA, Kalyabin DV, Lisenkov IV, Slavin AN, Barabanenkov YN, Osokin SA, Sadovnikov AV, Beginin EN, Morozova MA, Sharaevsky YP, Filimonov YA, Khivintsev YV, Vysotsky SL, Sakharov VK, Pavlov ES. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics. Phys. Usp. 2015;58(10):1002–1028. DOI: 10.3367/UFNe.0185.201510m.1099.
- Ando K, Ieda J, Sasage K, Takahashi S, Maekawa S, Saitoh E. Electric detection of spin wave resonance using inverse spin-Hall effect. Appl. Phys. Lett. 2009;94(26):262505. DOI: 10.1063/ 1.3167826.
- Hahn C, de Loubens G, Viret M, Klein O, Naletov VV, Ben Youssef J. Detection of microwave spin pumping using the inverse spin Hall effect. Phys. Rev. Lett. 2013;111(21):217204. DOI: 10.1103/ PhysRevLett.111.217204.
- Ganzhorn K, Klingler S, Wimmer T, Geprägs S, Gross R, Huebl H, Goennenwein STB. Magnonbased logic in a multi-terminal YIG/Pt nanostructure. Appl. Phys. Lett. 2016;109(2):022405. DOI: 10.1063/1.4958893.
- 13. Balinskiy M, Chiang H, Gutierrez D, Khitun A. Spin wave interference detection via inverse spin Hall effect. Appl. Phys. Lett. 2021;118(24):242402. DOI: 10.1063/5.0055402.
- Avci CO, Quindeau A, Pai CF, Mann M, Caretta L, Tang AS, Onbasli MC, Ross CA, Beach GSD. Current-induced switching in a magnetic insulator. Nature Materials. 2017;16(3):309–314. DOI: 10.1038/nmat4812.
- 15. Cornelissen LJ, Liu J, van Wees BJ, Duine RA. Spin-current-controlled modulation of the magnon spin conductance in a three-terminal magnon transistor. Phys. Rev. Lett. 2018;120(9):097702. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.097702.
- 16. Hamadeh A, d'Allivy Kelly O, Hahn C, Meley H, Bernard R, Molpeceres AH, Naletov VV, Viret M, Anane A, Cros V, Demokritov SO, Prieto JL, Muñoz M, de Loubens G, Klein O. Full control of the spin-wave damping in a magnetic insulator using spin-orbit torque. Phys. Rev. Lett. 2014;113(19):197203. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.197203.
- 17. Padrón-Hernández E, Azevedo A, Rezende SM. Amplification of spin waves by thermal spintransfer torque. Phys. Rev. Lett. 2011;107(19):197203. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.197203.
- Lauer V, Bozhko DA, Brächer T, Pirro P, Vasyuchka VI, Serga AA, Jungfleisch MB, Agrawal M, Kobljanskyj YV, Melkov GA, Dubs C, Hillebrands B, Chumak AV. Spin-transfer torque based damping control of parametrically excited spin waves in a magnetic insulator. Appl. Phys. Lett. 2016;108(1):012402. DOI: 10.1063/1.4939268.

- 19. Tveten EG, Brataas A, Tserkovnyak Y. Electron-magnon scattering in magnetic heterostructures far out of equilibrium. Phys. Rev. B. 2015;92(18):180412. DOI: 10.1103/PhysRevB.92.180412.
- 20. Van Hove L. The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal. Physical Review. 1953;89(6):1189–1193. DOI: 10.1103/PhysRev.89.1189.
- 21. Damon RW, Eshbach JR. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1961;19(3–4):308–320. DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5.
- 22. Nikulin YV, Seleznev ME, Khivintsev YV, Sakharov VK, Pavlov ES, Vysotskii SL, Kozhevnikov AV, Filimonov YA. EMF generation by propagating magnetostatic surface waves in integrated thin-film Pt/YIG structure. Semiconductors. 2020;54(12):1721–1724. DOI: 10.1134/S106378262012026X.
- 23. De Wames RE, Wolfram T. Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films. J. Appl. Phys. 1970;41(3):987–993. DOI: 10.1063/1.1659049.
- 24. Seleznev ME, Nikulin YV, Sakharov VK, Khivintsev YV, Kozhevnikov AV, Vysotskii SL, Filimonov UA. Influence of the resonant interaction of surface magnetostatic waves with exchange modes on the emf generation in yig/pt structures. Tech. Phys. 2021;91(10):1504–1508 (in Russian). DOI: 10.21883/JTF.2021.10.51363.136-21.
- 25. Sandweg CW, Kajiwara Y, Chumak AV, Serga AA, Vasyuchka VI, Jungfleisch MB, Saitoh E, Hillebrands B. Spin pumping by parametrically excited exchange magnons. Phys. Rev. Lett. 2011;106(21):216601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.216601.
- 26. Kurebayashi H, Dzyapko O, Demidov VE, Fang D, Ferguson AJ Demokritov SO. Controlled enhancement of spin-current emission by three-magnon splitting. Nature Materials. 2011;10(9):660–664. DOI: 10.1038/nmat3053.
- 27. Kurebayashi H, Dzyapko O, Demidov VE, Fang D, Ferguson AJ, Demokritov SO. Spin pumping by parametrically excited short-wavelength spin waves. Appl. Phys. Lett. 2011;99(16):162502. DOI: 10.1063/1.3652911.
- 28. Sakimura H, Tashiro T, Ando K. Nonlinear spin-current enhancement enabled by spin-damping tuning. Nat. Commun. 2014;5:5730. DOI: 10.1038/ncomms6730.
- 29. Manuilov SA, Du CH, Adur R, Wang HL, Bhallamudi VP, Yang FY, Hammel PC. Spin pumping from spinwaves in thin film YIG. Appl. Phys. Lett. 2015;107(4):042405. DOI: 10.1063/1.4927451.
- Watanabe S, Hirobe D, Shiomi Y, Iguchi R, Daimon S, Kameda M, Takahashi S, Saitoh E. Generation of megahertz-band spin currents using nonlinear spin pumping. Scientific Reports. 2017;7(1):4576. DOI: 10.1038/s41598-017-04901-4.
- 31. Ando K, Saitoh E. Spin pumping driven by bistable exchange spin waves. Phys. Rev. Lett. 2012;109(2):026602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.026602.
- 32. Noack TB, Vasyuchka VI, Bozhko DA, Heinz B, Frey P, Slobodianiuk DV, Prokopenko OV, Melkov GA, Kopietz P, Hillebrands B, Serga AA. Enhancement of the spin pumping effect by magnon confluence process in YIG/Pt bilayers. Physica Status Solidi (B). 2019;256(9):1900121. DOI: 10.1002/pssb.201900121.
- 33. Castel V, Vlietstra N, Ben Youssef J, Van Wees BJ. Platinum thickness dependence of the inverse spin-Hall voltage from spin pumping in a hybrid yttrium iron garnet/platinum system. Appl. Phys. Lett. 2012;101(13):132414. DOI: 10.1063/1.4754837.
- Castel V, Vlietstra N, Van Wees BJ, Ben Youssef J. Frequency and power dependence of spincurrent emission by spin pumping in a thin-film YIG/Pt system. Phys. Rev. B. 2012;86(13):134419. DOI: 10.1103/PhysRevB.86.134419.
- 35. Jungfleisch MB, Chumak AV, Kehlberger A, Lauer V, Kim DH, Onbasli MC, Ross CA, Kläui M, Hillebrands B. Thickness and power dependence of the spin-pumping effect in Y3Fe5O12/Pt heterostructures measured by the inverse spin Hall effect. Phys. Rev. B. 2015;91(13):134407. DOI: 10.1103/PhysRevB.91.134407.
- 36. Chumak AV, Serga AA, Jungfleisch MB, Neb R, Bozhko DA, Tiberkevich VS, Hillebrands B.

Direct detection of magnon spin transport by the inverse spin Hall effect. Appl. Phys. Lett. 2012;100(8):082405. DOI: 10.1063/1.3689787.

- Gurevich AG, Melkov GA. Magnetization Oscillations and Waves. Boca Raton: CRC Press; 1996. 464 p.
- 38. Vashkovskii AV, Stalmakhov VS, Sharaevskii YP. Magnetostatic Waves in High-Frequency Electronics. Saratov: Saratov State University Publishing; 1993. 312 p. (in Russian).
- 39. L'vov VS. Nonlinear Spin Waves. Moscow: Nauka; 1987. 272 p. (in Russian).
- Polzikova NI, Raevskii AO, Temiryazev AG. Influence of exchange interaction on boundary of three-magnon decay of Damon-Eshbach wave in YIG thin films. Soviet Physics, Solid State. 1984;26(11):3506–3508 (in Russian).
- 41. Iguchi R, Ando K, Qiu Z, An T, Saitoh E, Sato T. Spin pumping by nonreciprocal spin waves under local excitation. Appl. Phys. Lett. 2013;102(2):022406. DOI: 10.1063/1.4775685.
- 42. Agrawal M, Serga AA, Lauer V, Papaioannou ET, Hillebrands B, Vasyuchka VI. Microwaveinduced spin currents in ferromagnetic-insulator|normal-metal bilayer system. Appl. Phys. Lett. 2014;105(9):092404. DOI: 10.1063/1.4894636.
- 43. Balinsky M, Ranjbar M, Haidar M, Dürrenfeld P, Khartsev S, Slavin A, Åkerman J, Dumas RK. Spin pumping and the inverse spin-hall effect via magnetostatic surface spin-wave modes in Yttrium-Iron garnet/platinum bilayers. IEEE Magn. Lett. 2015;6:3000604. DOI: 10.1109/LMAG. 2015.2471276.
- 44. Sandweg CW, Kajiwara Y, Ando K, Saitoh E, Hillebrands B. Enhancement of the spin pumping efficiency by spin wave mode selection. Appl. Phys. Lett. 2010;97(25):252504. DOI: 10.1063/ 1.3528207.
- 45. d'Allivy Kelly O, Anane A, Bernard R, Ben Youssef J, Hahn C, Molpeceres AH, Carrétéro C, Jacquet E, Deranlot C, Bortolotti P, Lebourgeois R, Mage JC., de Loubens G, Klein O, Cros V, Fert A. Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system. Appl. Phys. Lett. 2013;103(8):082408. DOI: 10.1063/1.4819157.
- 46. Khivintsev YV, Filimonov YA, Nikitov SA. Spin wave excitation in yttrium iron garnet films with micron-sized antennas. Appl. Phys. Lett. 2015;106(5):052407. DOI: 10.1063/1.4907626.
- 47. Kholid FN, Hamara D, Terschanski M, Mertens F, Bossini D, Cinchetti M, McKenzie-Sell L, Patchett J, Petit D, Cowburn R, Robinson J, Barker J, Ciccarelli C. Temperature dependence of the picosecond spin Seebeck effect. Appl. Phys. Lett. 2021;119(3):032401. DOI: 10.1063/5.0050205.
- 48. Mednikov AM. Nonlinear effects under the propagation of surface spin waves in YIG films. Soviet Physics, Solid State. 1981;23(1):242–245 (in Russian).
- 49. Temiryazev AG. The mechanism of transformation of magnetostatic surface waves in the conditions of three-magnon decay. Soviet Physics, Solid State. 1987;29(2):313–319 (in Russian).
- Kazakov GT, Kozhevnikov AV, Filimonov YA. Four-magnon decay of magnetostatic surface waves in yttrium iron garnet films. Physics of the Solid State. 1997;39(2):288–295. DOI: 10.1134/ 1.1129801.
- 51. Kazakov GT, Kozhevnikov AV, Filimonov YA. The effect of parametrically excited spin waves on the dispersion and damping of magnetostatic surface waves in ferrite films. J. Exp. Theor. Phys. 1999;88(1):174–181. DOI: 10.1134/1.558780.
- 52. Bugaev AS, Galkin OL, Gulyaev YV, Zilberman PE. Electrons' drag by magnetostatic wave in a layered ferrite-metal structure. Sov. Tech. Phys. Lett. 1982;8(8):485–488 (in Russian).
- 53. Veselov AG, Vysotsky SL, Kazakov GT, Sukharev AG, Filimonov YA. Magnetostatic surface waves in metallized YIG films. J. Commun. Technol. Electron. 1994;39(12):2067–2074 (in Russian).
- 54. Kapelrud A, Brataas A. Spin pumping and enhanced gilbert damping in thin magnetic insulator films. Phys. Rev. Lett. 2013;111(9):097602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.097602.

- 55. Kapelrud A, Brataas A. Spin pumping, dissipation, and direct and alternating inverse spin Hall effects in magnetic-insulator/normal-metal bilayers. Phys. Rev. B. 2017;95(21):214413. DOI: 10.1103/PhysRevB.95.214413.
- 56. Gulyaev YV, Bugaev AS, Zil'berman PE, Ignat'ev IA, Konovalov AG, Lugovskoi AV, Mednikov AM, Nam BP, Nikolaev EI. Giant oscillations in the transmission of quasi-surface spin waves through a thin yttrium-iron garnet (YIG) film. JETP Lett. 1979;30(9):565–568.
- 57. Lugovskoi AV, Scheglov VV. Spectrum of exchange and non-exchange spin wave excitations in ferrite garnets films. Radio Engineering and Electronic Physics. 1982;27(3):518–524 (in Russian).
- Sakharov VK, Khivintsev YV, Vysotskii SL, Stognij AI, Dudko GM, Filimonov YA. Influence of input signal power on magnetostatic surface waves propagation in yttrium-iron garnet films on silicon substrates. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2017;25(1):35–51 (in Russian). DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-1-35-51.
- 59. Zil'berman PE, Kulikov VM, Tikhonov VV, Shein IV. Nonlinear effects in the propagation of surface magnetostatic waves in yttrium iron garnet films in weak magnetic fields. J. Exp. Theor. Phys. 1991;72(5):874–881.
- 60. Medved' AV, Kryshtal RG, Osipenko VA, Popkov AF. MSW modes transformation under their scattering on surface acoustic wave in YIG. Sov. Phys. Tech. Phys. 1988;58(12):2315–2322 (in Russian).
- 61. Donahue MJ, Porter DG. OOMMF User's Guide. Interagency Report NISTIR 6376. Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology; 1999. 94 p. DOI: 10.6028/NIST.IR.6376.
- Dvornik M, Au Y, Kruglyak VV. Micromagnetic simulations in magnonics. In: Demokritov S, Slavin A, editors. Magnonics. Topics in Applied Physics. Vol 125. Berlin: Springer; 2013. P. 101–115. DOI: 10.1007/978-3-642-30247-3\_8.
- 63. Sakharov VK, Khivintsev YV, Dudko GM, Dzhumaliev AS, Vysotskii SL, Stognij AI, Filimonov YA. particularities of spin wave propagation in magnonic crystals with nonuniform magnetization distribution across the thickness. Physics of the Solid State. 2022;64(9):1255–1262 (in Russian). DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52815.11HH.



Селезнев Михаил Евгеньевич — родился в г. Заречный (1994), окончил факультет нано- и биомедицинских технологий (2017). Инженер Саратовского филиала ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, аспирант СНИГУ ФНБМТ. Профессиональные интересы: магноника и спинтроника, магнитные материалы, физика полупроводников, физика твердого тела. Имеет 3 публикации.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН E-mail: mixanich94@mail.ru ORCID: 0000-0002-7359-3201 AuthorID (eLibrary.Ru): 1031873



Никулин Юрий Васильевич — родился в Саратове (1982), окончил Саратовский государственный университет (2004). После окончания СГУ работает в СФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН старшим научным сотрудником. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в области физической электроники и материаловедения (СГУ, 2014). Опубликовал 28 научных статей по направлениям, указанным выше.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН E-mail: yvnikulin@gmail.com ORCID: 0000-0003-2957-5468 AuthorID (eLibrary.Ru): 168029











Хивинцев Юрий Владимирович — родился в 1975 году. Окончил физический факультет Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского (1998). Кандидат физикоматематических наук (2004). Ведущий научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН и доцент Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского. Область научных интересов – магнитные колебания и волны, СВЧ-электроника.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН E-mail: khivintsev@gmail.com AuthorID (eLibrary.Ru): 39882

Высоцкий Сергей Львович — родился в Саратове (1955), окончил Саратовский политехнический институт (1977). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в области радиофизики (СГУ, 1994). Ведущий научный сотрудник лаборатории магнитоэлектроники Саратовского филиала ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. Автор более 60 научных работ.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН E-mail: vysotsl@gmail.com ORCID: 0000-0003-3151-9297 AuthorID (eLibrary.Ru): 27015

Кожевников Александр Владимирович — родился в Саратове (1962), окончил Саратовский государственный университет (1984). Работает в Саратовском филиале ИРЭ РАН старшим научным сотрудником. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в СГУ (2011) в области нелинейных спиновых волн. Опубликовал 23 научных статьи.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН E-mail: kzhavl@gmail.com ORCID: 0000-0002-8904-475X AuthorID (eLibrary.Ru): 27013

Сахаров Валентин Константинович — родился в пос. Соколовый Саратовской области (1986). Окончил Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (2008) и аспирантуру ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН (2011). В настоящее время работает научным сотрудником лаборатории магнитоэлектроники СВЧ Саратовского филиала ИРЭ им. В. А.Котельникова РАН. Область научных интересов: спин-волновые явления в магнитных микро- и наноструктурах, СВЧ-электроника. Имеет 17 научных публикаций.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН E-mail: valentin@sakharov.info ORCID: 0000-0001-7168-1198 AuthorID (eLibrary.Ru): 818546

Дудко Галина Михайловна — родилась в Свердловске (1961). Окончила физический факультет Саратовского университета им. Н. Г. Чернышевского (1983). Кандидат физикоматематических наук (2002). Область научных интересов: нелинейная динамика магнитостатических волн, микромагнитное моделирование динамики намагниченности в ферромагнитных нано- и микроструктурах. Имеет более 30 научных публикаций.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН E-mail: dugal\_2010@hotmail.com ORCID: 0000-0002-7083-4399 AuthorID (eLibrary.Ru): 39883



Павлов Евгений Сергеевич — родился в 1986 году в г. Саки, Крымской обл. Украины, окончил Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского по специальности микроэлектроника и полупроводниковые приборы (2008). После окончания СГУ поступил в аспирантуру и работает в лаборатории магнитоэлектроники СВЧ СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Опубликовал 15 научных статей по исследованию спиновых волн в магнонных кристаллах.

Россия 410019, Саратов, ул. Зеленая, 38 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН E-mail: gekapavlov@gmail.com AuthorID (eLibrary.Ru): 891620



Филимонов Юрий Александрович – родился в Куйбышеве (1955). Окончил факультет физической и квантовой электроники МФТИ (1979). Доктор физико-математических наук (2008), профессор по специальности «Физика магнитных явлений» (2012). Директор Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН. Профессиональные интересы: магноника и спинтроника, магнитные материалы и структуры, электронная компонентная база. Имеет более 120 публикаций.

410019 Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН E-mail: fil@soire.renet.ru ORCID: 0000-0002-2645-6669 AuthorID (eLibrary.Ru): 18696



Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5 Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Научная статья УДК 538.11 DOI: 10.18500/0869-6632-003009 EDN: XMGPGN

# Спектр обменных спиновых волн в одномерном магнонном кристалле с антиферромагнитным упорядочением

В.Д. Пойманов

Институт синтетических полимерных материалов им. Н. С. Ениколопова РАН, Москва, Россия Московский государственный университет геодезии и картографии, Россия E-mail: Vladislav.Poymanow@yandex.ru Поступила в редакцию 21.04.2022, принята к публикации 21.07.2022, опубликована 30.09.2022

Аннотация. Цель исследования заключается в том, чтобы показать, что условия распространения обменных спиновых волн (ОСВ) в асимметричной сверхрешетке с антиферромагнитно упорядоченными ячейками существенно зависят от киральности прецессии намагниченности ОСВ (поляризации, «магнонного псевдоспина»). Memod. При построении спектров ОСВ применяются модель Кронинга-Пенни (метод трансфер-матрицы) и уравнение Ландау-Лифшица для определения характера волн в ячейках. В случае одноосной среды существует ОСВ только одного типа, поэтому при сшивке полей на границе сохранение киральности является существенным фактором, благодаря которому ОСВ в одной ячейке всегда является бегущей, а в другой — эванесцентной. Таким образом, сверхрешетка для ОСВ является эффективным периодическим «потенциалом», в котором асимметрия может быть реализована либо приложением внешнего поля, либо различием в толщине и/или физических свойствах материалов ячеек. Результаты. На основании анализа спектра построены карты зон пропускания для ОСВ разной киральности в трех представлениях — «блоховское волновое число-частота», «частота-относительная толщина ячейки», а также в плоскости волновых чисел ячеек. Показано, что наличие асимметрии приводит к различию в ширине зон пропускания волн разной киральности. Для конечной структуры построены частотные зависимости коэффициентов пропускания и отражения ОСВ. Также обнаружено усиление затухания ОСВ вблизи границ зон пропускания. Заключение. Результаты исследования могут быть использованы при конструировании магнонных вентилей и других устройств на ОСВ, в которых можно управлять их киральностью.

*Ключевые слова*: магнонная сверхрешетка (кристалл), обменные спиновые волны, зоны пропускания, киральность прецессии, коэффициенты рассеяния.

*Благодарности*. Автор выражает благодарность В.В. Кругляку (университет г. Эксетер) за плодотворные обсуждения и рекомендации.

Для цитирования: Пойманов В. Д. Спектр обменных спиновых волн в одномерном магнонном кристалле с антиферромагнитным упорядочением // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 644–655. DOI: 10.18500/0869-6632-003009. EDN: XMGPGN

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (СС-ВУ 4.0).

© Пойманов В. Д., 2022

Article

# Spectrum of exchange spin waves in a one-dimensional magnonic crystal with antiferromagnetic ordering

V.D. Poimanov

Enikolopov Institute of Synthetic Polymeric Materials of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia Moscow State University of Geodesy and Cartography, Russia E-mail: Vladislav.Poymanow@yandex.ru Received 21.04.2022, accepted 21.07.2022, published 30.09.2022

*Abstract. Purpose* of the study is to show that the conditions for the propagation of exchanged spin waves (ESWs) in an asymmetric superlattice with antiferromagnetically ordered cells depend significantly on the chirality of the precession of the ESW magnetization (polarization, "magnon pseudospin"). *Method.* When constructing the EWS spectra, the Croning–Penny model (transfer-matrix method) and the Landau–Lifshitz equation are used to determine the nature of the waves in the cells. In the case of a uniaxial medium, there is only one type of ESW, therefore, when fields are joined at the boundary, the conservation of chirality is an essential factor due to which the ESW in one cell is always traveling, and in the other – evanescent. Thus, a superlattice for ESW is an effective periodic "potential" in which asymmetry can be realized either by applying an external field, or by a difference in the thickness and/or physical properties of the cell materials. *Results*. Based on the analysis of the spectrum, maps of the transmission zones for ESW of different chirality were constructed in three representations – "Bloch wave number–frequency", "frequency–relative cell thickness", as well as in the plane of cell wave numbers. It is shown that the presence of asymmetry leads to a difference in the width of the transmission zones for Waves of different chirality. For a finite structure, the frequency dependences of the transmission zones was also found. *Conclusion*. The results of the study can be used in the design of magnon valves and other devices based on ESW, in which their chirality can be controlled.

*Keywords*: magnetic superlattice (crystal), exchanged spin waves, transmission bands, precession chirality, scattering coefficients.

Acknowledgements. The author would like to thank V.V. Kruglyak (University of Exeter) for fruitful discussions and recommendations.

*For citation*: Poimanov VD. Spectrum of exchange spin waves in a one-dimensional magnonic crystal with antiferromagnetic ordering. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5):644–655. DOI: 10.18500/0869-6632-003009

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

#### Введение

Принципиальной основой работы любого логического устройства является возможность дифференцировать по меньшей мере два его состояния. Так, например, в электронике логические «нуль» и «единица» идентифицируются с отсутствием и наличием тока. В квантовой физике состояния двух электронов с одинаковой пространственной волновой функцией могут отличаться значением спина и при этом их поведение в нулевом магнитном поле будет одинаковым. Внешнее магнитное поле позволяет селектировать их спиновому числу, в результате чего их энергии будут разными.

Наличие специфических для передачи сигналов свойств у обменных спиновых волн (OCB) открывает более широкий диапазон возможностей их управлением [1]. Таким параметром для спиновых волн является их поляризация (киральность прецессии намагниченности). По аналогии с упомянутой выше моделью, определенную киральность ОСВ можно отождествить с «магнонным псевдоспином».

В самом простом случае изолированного магнитного момента характер его движения является ларморовской прецессией, при которой конец вектора намагниченности описывает окружность в направлении по часовой стрелке при наблюдении вдоль равновесной намагниченности (так называемая правосторонняя прецессия). При тех же условиях прецессия в противоположном направлении является антиларморовской и, в силу уравнения Ландау–Лифшица, невозможна для изолированного магнитного момента. Однако при наличии обменного поля, описываемого множителем  $\lambda^2 k^2$  ( $\lambda$  — обменная длина, k — волновое число), эффективное поле отрицательно, если волновое число является мнимым. Соответствующая волна, называемая эванесцентной (затухающей), локализована вблизи границы и не может существовать в неограниченной среде [2–7]. Отметим, что эванесцентные волны в магнетиках встречаются довольно часто. Однако они, как правило, являются магнитостатическими и неоднородными вдоль толщины пленки [8]. В данной работе неоднородная ОСВ локализована вблизи границы и затухает вдоль самой пленки.

Рассеяние ОСВ и граничные условия к ним рассматривались ранее [9, 10]. В работах [2–4] было показано, что в магнитной структуре с одноосной анизотропией бегущие и эванесцентные ОСВ имеют взаимно противоположные круговые поляризации по отношению к равновесной намагниченности. При переходе границы ячеек с противоположной намагниченностью бегущая волна становится эванесцентной и наоборот; при этом поляризация (псевдоспин) ОСВ сохраняется [2]. Используя это обстоятельство, рассмотрим ее распространение в одномерном магнонном кристалле с ячейками, в которых равновесные намагниченности ориентированы антипараллельно. Исследуем трансформацию спектра пропускания такой структуры, обусловленную как различием толщин ячеек, так и приложением внешнего поля.

### 1. Распространение ОСВ в неограниченной антиферромагнитной сверхрешетке

Выберем нормаль к границам слоев в качестве оси z, а направление легкой оси одноосной анизотропии и равновесной намагниченности ячеек — в качестве оси x, по отношению к которой будем определять поляризацию ОСВ. В одноосной среде в каждой из ячеек ОСВ являются либо бегущими, либо эванесцентными в зависимости от соотношения между поляризацией волны и ориентацией равновесной намагниченности [3], для которой индексы «U» и «D» обозначают параллельную либо антипараллельную ориентацию по отношению к оси x, соответственно.



Рис. 1. Геометрия структуры. Ячейка U занимает область  $z = [0, L_u] + NL$   $(L = L_u + L_d)$ , а ячейка D  $- z = [L_u, L] + NL$ , где N – целое число

Fig. 1. The geometry of the structure. Cell U occupies an area  $z = [0, L_u] + NL$   $(L = L_u + L_d)$ , and cell D occupies an area  $z = [L_u, L] + NL$ , where N – is integer

Отметим, что в двуосных материалах могут присутствовать волны обоих типов [4].

Структура на рис. 1 по волновым свойствам является известной моделью Кронинга-Пенни. Однако различие в геометрических или магнитных параметрах ячеек приводит к различию в условиях распространения ОСВ с разными поляризациями. Аналогичный эффект достигается приложением внешнего поля. В результате спектр пропускания может иметь невзаимный характер. Отметим, что в симметричной структуре, для которой внешнее поле равно нулю и толщины ячеек одинаковы, эффекты невзаимности отсутствуют, то есть при изменении знака равновесных намагниченностей в ячейках спектр не изменяет свой вид. В одноосных материалах, где прецессия является круговой, динамику намагниченности

можно задать одной скалярной переменной  $\psi$ , являющейся амплитудой нормированной динамической намагниченности, как это было сделано, например, в [10]. Используя стандартный метод матрицы переноса [11], находим, что значения динамических переменных через период связаны соотношением:

$$\begin{pmatrix} \Psi \\ \Psi' \end{pmatrix} (z+L) = \hat{T}, \quad \begin{pmatrix} \Psi \\ \Psi' \end{pmatrix} (z) = e^{iKL} \begin{pmatrix} \Psi \\ \Psi' \end{pmatrix} (z), \tag{1}$$

где «штрих» означает производную по координате вдоль нормали к границе,

$$\hat{T} = \begin{pmatrix} \cos\left(k_d L_d\right) & \frac{\sin\left(k_d L_d\right)}{k_d} \\ -k_d \sin\left(k_d L_d\right) & \cos\left(k_d L_d\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\left(k_u L_u\right) & \frac{\sin\left(k_u L_u\right)}{k_u} \\ -k_u \sin\left(k_u L_u\right) & \cos\left(k_u L_u\right) \end{pmatrix},$$
(2)

К – блоховское волновое число. Следующее отсюда дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\cos KL = \cos\left(k_u L_u\right) \cos\left(k_d L_d\right) - \frac{1}{2} \left(\frac{k_u}{k_d} + \frac{k_d}{k_u}\right) \sin\left(k_u L_u\right) \sin\left(k_d L_d\right),\tag{3}$$

где  $k_u, k_d$  — волновые числа в соответствующих ячейках, которые находятся из уравнения Ландау– Лифшица:

$$\dot{\mathbf{M}}_n + \gamma \left[ \mathbf{M}_n \times \mathbf{H}_{\text{ef}} \right] = 0.$$
(4)

С учетом вида эффективного поля

$$\mathbf{H}_{\text{ef},n} = H\mathbf{n}_x - (\lambda_n^2 k^2 + \beta_n)(m_{ny}\mathbf{n}_y + m_{nz}\mathbf{n}_z),\tag{5}$$

где  $\lambda_n$  — обменная длина,  $\beta_n$  — константа легкоосной анизотропии,  $\mathbf{H} > 0$  — величина внешнего поля, и периодической зависимости динамических переменных  $\mathbf{m}_n \exp i (k_n z - \omega t) = (0, m_{ny}, m_{nz})$ из (4) получаем линеаризованные уравнения для циклических компонент каждого слоя ( $m_{n\pm} = m_y \pm i m_z$ ):

$$\left(\lambda_n^2 k^2 + \beta_n + \sigma_n \frac{\omega_H \pm \omega}{\omega_n}\right) m_{n\pm} = 0, \tag{6}$$

где  $\omega_H = \gamma H$ ,  $\sigma_n = \pm 1$  — маркеры ориентации равновесной намагниченности по отношению к оси *x*.

Отметим, что бегущие волны с ларморовской прецессией в неограниченной структуре имеют правую поляризацию в U-ячейках и левую — в D-ячейках. Напротив — эванесцентными (с антиларморовской прецессией) являются правые волны в D-ячейках и левые — в U-ячейках.

При распространении правой волны (R), в которой вращение намагниченности происходит по часовой стрелке при наблюдении вдоль оси x, отличной от нуля является компонента  $m_{n-}$ . Уравнение (6) для нее имеет вид:

$$\left(\lambda_n^2 k_n^2 + \beta_n + \sigma_n \frac{\omega_H - \omega}{\omega_n}\right) m_{n-} = 0.$$
<sup>(7)</sup>

Тогда в этом случае

$$k_{uR}^2 = \frac{\omega - (\beta_u \omega_u + \omega_H)}{\omega_u \lambda_u^2} > 0, \quad k_{dR}^2 = -\frac{\omega + (\beta_d \omega_d - \omega_H)}{\omega_d \lambda_d^2} < 0, \tag{8}$$

Пойманов В. Д. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

647

то есть — в U-ячейке волна является бегущей, а в D-ячейке — эванесцентной. При этом должны быть выполнены условия для частоты  $\omega > \omega_0 = \beta_u \omega_u + \omega_H$  и величины внешнего поля  $\beta_d \omega_d - \omega_H > 0$ . Первое из них означает, что частота распространяющейся ОСВ выше активационной (частота однородного ферромагнитного резонанса в U-ячейке), а второе обеспечивает устойчивость антипараллельной ориентации намагниченности по отношению к полю в D-ячейке.

Для левой волны (L), где вращение намагниченности происходит против часовой стрелки при наблюдении вдоль оси x,  $m_{n+} \neq 0$ :

$$\left(\lambda_n^2 k_n^2 + \beta_n + \sigma_n \frac{\omega_H + \omega}{\omega_n}\right) m_{n+} = 0.$$
(9)

В этом случае получаем

$$k_{uL}^2 = -\frac{\omega + (\beta_u \omega_u + \omega_H)}{\omega_u \lambda_u^2} < 0, \quad k_{dL}^2 = \frac{\omega - (\beta_d \omega_d - \omega_H)}{\omega_d \lambda_d^2} > 0.$$
(10)

Заметим, что при переключении равновесной намагниченности меняется и тип волн в каждой ячейке. Отметим, что волновые числа бегущей и эванесцентной волн для любой частоты связаны соотношением

$$\omega_u \lambda_u^2 k_u^2 + \omega_d \lambda_d^2 k_d^2 = -\left(\beta_u \omega_u + \beta_d \omega_d\right),\tag{11}$$

куда не входит частота. По аналогии с [12, 13] назовем уравнение (11) линией спектра.

Рассмотрим наиболее важный частный случай, когда магнитные параметры слоев одинаковы, и введем безразмерные переменные — волновые числа  $\xi_u = k_u^2 L^2$ ,  $\xi_d = k_d^2 L^2$ , относительную толщину слоев  $L_u/L = \varepsilon$ ,  $L_d/L = 1 - \varepsilon$  и параметр  $\Delta = L^2/\lambda^2$ . Тогда (3) и (11) перепишутся в виде:

$$\cos KL = \cos\left(\sqrt{\xi_u}\varepsilon\right)\cos\left(\sqrt{\xi_d}\left(1-\varepsilon\right)\right) + \beta\Delta\frac{\sin\left(\sqrt{\xi_u}\varepsilon\right)}{\sqrt{\xi_u}}\frac{\sin\left(\sqrt{\xi_d}\left(1-\varepsilon\right)\right)}{\sqrt{\xi_d}},\tag{12}$$

 $\xi_u + \xi_d = -2\beta\Delta.$ 

Приведенный спектр обладает симметрией по отношению к замене  $U \leftrightarrow D$  (что соответствует переключению равновесных намагниченностей) и одновременной замене  $\varepsilon \leftrightarrow (1 - \varepsilon)$ , так как такая замена соответствует переходу к той же структуре, сдвинутой на ячейку. Одновременно с переключением намагниченностей изменяется и тип волн (бегущая  $\leftrightarrow$  эванесцентная) в каждой ячейке для обоих типов поляризации. Безразмерные волновые числа имеют вид:

$$\xi_{uR} = \Delta \left( \Omega - \beta - \Omega_H \right), \quad \xi_{dR} = -\Delta \left( \Omega + \beta - \Omega_H \right)$$
(13)

для правой волны и

$$\xi_{uL} = -\Delta \left(\Omega + \beta + \Omega_H\right), \quad \xi_{dL} = \Delta \left(\Omega + \beta + \Omega_H\right)$$
(14)

для левой. Здесь  $\Omega = \omega/\omega_M$ ,  $\Omega_H = \omega_H/\omega_M$  — безразмерные частоты. Как видно из (12), трансформация зон пропускания (ЗП) сводится просто к сдвигу по частоте. Если внешнее магнитное поле положительно — ЗП правых волн сдвигаются вверх, а левых — вниз, и наоборот. Следует отметить, что для обоих типов поляризации число ЗП волн обеих поляризаций является неограниченным при любом  $\varepsilon$ . Однако их ширина быстро убывает с ростом номера зоны. На рис. 2 приведена схема ЗП на диаграмме «относительная толщина слоя U — безразмерная частота ОСВ  $\Omega$ » для каждого типа поляризации. ЗП соответствуют пересечению горизонтальных прямых  $\varepsilon = 0.1$ , 0.3, 0.5, 0.7 и 0.9 со светлыми областями. Очевидно, что при всех значениях, кроме  $\varepsilon = 0.5$ , схемы



Рис. 2. Карта зон пропускания левой (*a*) и правой (*b*) волн на диаграмме параметров «относительная толщина слоя U — безразмерная частота ОСВ Ω»

Fig. 2. The map of the transmission zones of the left (a) and right (b) waves on the diagram of parameters "relative layer thickness U – dimensionless frequency of ESW  $\Omega$ "

запрещенных зон для правых и левых волн отличаются, что наглядно иллюстрирует различие в условиях распространения, обусловленное их поляризацией.

Для каждого из этих значений  $\varepsilon$  на рис. З зонная карта изображена в другом представлении в переменных  $k_u^2 \lambda^2$ ,  $k_d^2 \lambda^2$ , где ЗП соответствует пересечение светлых областей с линией спектра. Правым волнам соответствуют зоны в четвертой четверти, а левым — во второй. Наконец, на рис. 4 ЗП построены в переменных «блоховское волновое число — безразмерная частота  $\Omega$ ». Частотные зависимости для правых волн внешнее положительное поле сдвигает вверх, а для левых — вниз.

Таким образом, представленные на рис. 2, 3, 4 ЗП иллюстрируют зависимость условий распространения ОСВ от их поляризации при нарушении симметрии структуры в ячейке. С увеличением  $\varepsilon$  ЗП правых волн увеличиваются и сгущаются, а левых — наоборот. Это связано с уменьшением относительного объема ячеек, в которых волны являются эванесцентными. Отметим, что полученные зависимости симметричны относительно одновременной замены поляризации  $L \leftrightarrow R$  и относительной толщины  $\varepsilon \leftrightarrow 1 - \varepsilon$ .



Рис. 3. Карты зон пропускания (белый фон) и запрещенных зон (серый) для относительных толщин слоя U  $\varepsilon = 0.3$ , 0.5 и 0.7, построенные на диаграмме переменных  $(k_u^2 \lambda^2, k_d^2 \lambda^2)$ . Прямая изображает линию спектра (8)

Fig. 3. Maps of allowed (white background) and forbidden (gray) zones for relative layer thicknesses U at  $\varepsilon = 0.3$ , 0.5 and 0.7, built on the diagram of variables  $(k_u^2 \lambda^2, k_d^2 \lambda^2)$ . The straight line depicts the spectrum line (8)

Пойманов В. Д. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



Рис. 4. Зависимости безразмерной частоты от блоховского волнового числа для  $\varepsilon = 0.3$ , 0.5 и 0.7. Черные линии соответствуют правым волнам, серые — левым. Толстые линии соответствуют  $\Omega_H = 0$ , тонкие —  $\Omega_H = 0.4$ 

Fig. 4. Dependences of the dimensionless frequency on the Bloch wave number for  $\varepsilon = 0.3$ , 0.5 and 0.7. Black lines correspond to the right waves, gray lines to the left. Thick lines correspond to  $\Omega_H = 0$ , thin lines  $-\Omega_H = 0.4$ 

Учет затухания Гильберта приводит к появлению в выражениях для волновых чисел мнимых слагаемых:

$$\lambda_U^2 k_{RU}^2 = \frac{\omega \left(1 + i\alpha_U\right) - \omega_H}{\omega_U} - \beta_U, \quad \lambda_D^2 k_{RD}^2 = -\frac{\omega \left(1 - i\alpha_D\right) - \omega_H}{\omega_D} - \beta_D, \tag{15}$$

$$\lambda_U^2 k_{LU}^2 = -\frac{\omega \left(1 - i\alpha_U\right) + \omega_H}{\omega_U} - \beta_U, \quad \lambda_D^2 k_{LD}^2 = \frac{\omega \left(1 + i\alpha_D\right) + \omega_H}{\omega_D} - \beta_D, \tag{16}$$

где  $\alpha_U$ ,  $\alpha_D$  – константы затухания Гильберта в U и D ячейках, соответственно.

На рис. 5 для случая  $\varepsilon$ =0.7 показана частотная зависимость мнимой части блоховского волнового числа, обратно пропорционального к глубине распространения ОСВ в сверхрешетке. Как и следует ожидать — с ростом частоты (и, следовательно, номера зоны) поглощение возрастает.

Из рис. 5 видно, что эта глубина распространения в большей степени определяется величиной константы Гильберта в той ячейке, в которой волна является бегущей для данного типа



Рис. 5. Частотная зависимость мнимой части блоховского волнового числа для указанных на графиках значений относительной толщины и параметров Гильберта. Вертикальные красные линии соответствуют границам зон пропускания. Синяя линия соответствует значениям параметров затухания Гильберта  $\alpha_U = 0.01$ ,  $\alpha_D = 0$ , черная  $-\alpha_U = \alpha_D = 0.05$ , зеленая  $-\alpha_U = 0$ ,  $\alpha_D = 0.01$  (цвет online)

Fig. 5. Frequency dependence of the imaginary part of the Bloch wave number for the values of the relative thickness and Hilbert parameters indicated on the graphs. The vertical red lines correspond to the boundaries of the pass zones. The blue line corresponds to the values of the Hilbert damping parameters  $\alpha_U = 0.01$ ,  $\alpha_D = 0$ , black  $-\alpha_U = \alpha_D = 0.05$ , green  $-\alpha_U = 0$ ,  $\alpha_D = 0.01$  (color online)

поляризации и слабо зависит от величины затухания в ячейке, где эта волна является эванесцентной, поскольку мнимая часть в ней является малой добавкой. На краях ЗП наблюдается усиление этого поглощения. Такое поведение глубины распространения пропускания можно объяснить уменьшением групповой скорости на границах зон. Это позволяет провести аналогию между описываемым явлением, обусловленным пространственным распределением амплитуды внутри ячеек, и известным эффектом Бормана [14–16]. Более подробно влияние последнего на усиление затухания обсуждается в [17].

### 2. Рассеяние сверхрешеткой с конечным числом слоев

Рассмотрим неограниченную однородную магнитную структуру, в которой равновесная намагниченность ориентирована антипараллельно оси x. Бегущими волнами в ней являются волны с левосторонней поляризацией. Пусть в такую структуру внедрены N плоских дефектов толщиной  $d_U$  в виде слоев из того же материала с параллельной оси x равновесной намагниченностью на расстоянии  $d_D$  между собой. Запишем поле бегущей волны слева от сверхрешетки в виде:

$$\psi_0(z) = e^{ik_{LD}z} + Re^{-ik_{LD}z}, \quad \psi'_0(z) = ik_{LD} \left( e^{ik_{LD}z} - Re^{-ik_{LD}z} \right), \tag{17}$$

где  $k_{LD}$  — волновое число падающей волны левосторонней поляризации слева от структуры, R — амплитудный коэффициент отражения.

В силу условий непрерывности

$$\begin{pmatrix} \psi_{\downarrow} \\ \psi'_{\downarrow} \end{pmatrix} (0+0) = - \begin{pmatrix} \psi_{0} \\ \psi'_{0} \end{pmatrix} (0-0) = - \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ ik_{LD} & -ik_{LD} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ R \end{pmatrix}.$$
 (18)

Индекс в виде стрелки означает направление равновесной намагниченности в данной ячейке. Аналогично поле справа от структуры:

$$\psi_f(z) = T e^{ik_{LD}(z - (N-1)d - d_D)}, \quad \psi'_f(z) = ik_{LD} T e^{ik_{LD}(z - (N-1)d - d_D)}, \tag{19}$$

где *T* — амплитудный коэффициент прохождения.

Система граничных условий при z = d имеет вид:

$$\begin{pmatrix} \Psi_f \\ \Psi'_f \end{pmatrix} (d+0) = - \begin{pmatrix} \Psi_\uparrow \\ \Psi'_\uparrow \end{pmatrix} (d-0) = \begin{pmatrix} T \\ ik_{LD}T \end{pmatrix}.$$
 (20)

Таким образом, коэффициенты рассеяния удовлетворяют системе:

$$\begin{pmatrix} T\\ik_{LD}T \end{pmatrix} = \hat{T}_N \begin{pmatrix} 1 & 1\\ik_{LD} & -ik_{LD} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1\\R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12}\\T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1+R\\ik_{LD}(1-R) \end{pmatrix},$$
 (21)

где  $\hat{T}_N = \hat{T}_e\left(d_U\right) \left(\hat{T}_p\left(d_D\right) \hat{T}_e\left(d_U\right)\right)^{N-1}$ . Отсюда

$$R = \frac{(k_p T_{N22} - iT_{N21}) - (k_p T_{N11} + ik_p^2 T_{N12})}{(k_p T_{N22} + iT_{N21}) + (k_p T_{N11} - ik_p^2 T_{N12})},$$
(22)

$$T = \frac{2i\left(k_p^2 T_{N22} T_{N12} + T_{N21} T_{N11}\right)}{\left(k_p T_{N22} + i T_{N21}\right) + \left(k_p T_{N11} - i k_p^2 T_{N12}\right)}.$$
(23)

Пойманов В. Д. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

651



Рис. 6. Коэффициенты отражения (R) и прохождения (T) для волны левой поляризации в структуре, содержащей 10 антиферромагнитно упорядоченных слоев для значений относительной толщины при значениях констант Гильберта  $\alpha_U = 0.01$ ,  $\alpha_D = 0$ . Вертикальные линии — границы зон пропускания

Fig. 6. Reflection coefficients (R) and transmission coefficients (T) for a wave of left polarization in a structure containing 10 antiferromagnetically ordered layers for values of relative thickness at Hilbert constants  $\alpha_U = 0.01$ ,  $\alpha_D = 0$ . The vertical lines are the boundaries of the pass zones

На рис. 6 представлена частотная зависимость коэффициентов отражения и пропускания ОСВ левой поляризации для структуры из 10 антиферромагнитных слоев.

Сравнение рис. 6 для левой волны при  $\varepsilon = 0.3$ , 0.5 и 0.7 показывает зависимость эффективности рассеяния от относительной толщины в зонах пропускания. Наблюдаемые пики обусловлены интерференцией отраженных от границ ячеек волн и наиболее выражены в первой зоне. Для  $\varepsilon = 0.7$ , когда объем «разрешенных» ячеек для левой волны относительно мал и рассеяние более слабо.

#### Заключение

Задачи о распространении волн различной природы в периодической структуре (или потенциале) уже давно стали классическими. Однако особенностью спиновых волн является наличие дополнительной степени свободы, связанной с их поляризацией по отношению к равновесной намагниченности, которая и определяет характер их распространения. В зависимости от нее ОСВ являются либо бегущими, либо эванесцентными. Поэтому, создав асимметричную магнитную структуру, можно сделать условия распространения волн противоположной поляризации различными, что видно из приведенных в работе карт ЗП. Подчеркнем, что речь идет о различии условий распространения именно обменных, а не магнитодипольных или обменнодипольных волн, поскольку такая невзаимность возможна и для них [18, 19].

Следует отметить, что эванесцентные волны могут появляться и в задачах классической электродинамики (волноводы). Однако там их появление не связано с наличием выделенного

направления и определяется либо величиной энергии по отношению к потенциалу в данной точке, либо как характерная особенность самого уравнения (стоячие волны в уравнении Лапласа для волновода). К рассматриваемой в данной работе структуре также можно применить модель Кронинга–Пенни, поскольку эффективный «потенциал» для ОСВ возникает благодаря сохранению ее поляризации при переходе границ раздела ячеек.

## Список литературы

- 1. *Demokritov S.O.* Spin Wave Confinement: Propagating Waves. 2nd edition. Singapore: Pan Stanford Publishing, 2017. 448 p.
- Poimanov V. D., Kruglyak V. V. Chirality of exchange spin waves exposed: Scattering and emission from interfaces between antiferromagnetically coupled ferromagnets // J. Appl. Phys. 2021. Vol. 130, no. 13. P. 133902. DOI: 10.1063/5.0063727.
- 3. Пойманов В. Д., Шавров В. Г., Кругляк В. В. Неоднородные обменные спиновые волны в задачах рассеяния // Журнал Радиоэлектроники. 2018. № 11. С. 7. DOI: 10.30898/1684-1719.2018.11.17.
- 4. *Poimanov V.D., Shavrov V.G.* Features of the scattering of exchange spin waves by layer and superlattice of biaxial ferromagnets // J. Phys. Conf. Ser. 2019. Vol. 1389. P. 012134. DOI: 10.1088/1742-6596/1389/1/012134.
- Whitehead N. J., Horsley S. A. R., Philbin T. G., Kuchko A. N., Kruglyak V. V. Theory of linear spin wave emission from a Bloch domain wall // Phys. Rev. B. 2017. Vol. 96, no. 6. P. 064415. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.064415.
- Yan Z. R., Xing Y. W., Han X. F. Magnonic skin effect and magnon valve effect in an antiferromagnetically coupled heterojunction // Phys. Rev. B. 2021. Vol. 104, no. 2. P. L020413. DOI: 10.1103/ PhysRevB.104.L020413.
- Xing Y. W., Yan Z. R., Han X. F. Comparison of spin-wave transmission in parallel and antiparallel magnetic configurations // Phys. Rev. B. 2022. Vol. 105, no. 6. P. 064427. DOI: 10.1103/ PhysRevB.105.064427.
- 8. Саланский Н. М., Ерухимов М. Ш. Физические свойства и применение тонких пленок. Новосибирск: Наука, 1975. 222 с.
- 9. *Goedsche F.* Reflection and refraction of spin waves // Physica Status Solidi (B). 1970. Vol. 39, no. 1. P. K29–K33. DOI: 10.1002/pssb.19700390143.
- 10. Горобец Ю. И., Решетняк С. А. Отражение и преломление спиновых волн в одноосных магнетиках в приближении геометрической оптики // ЖТФ. 1998. Т. 68, № 2. С. 60–63.
- 11. Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с.
- 12. *Kruglyak V. V., Kuchko A. N.* Spectrum of spin waves propagating in a periodic magnetic structure // Physica B: Condensed Matter. 2003. Vol. 339, no. 2–3. P. 130–133. DOI: 10.1016/j.physb. 2003.08.124.
- Kruglyak V. V., Davies C. S., Tkachenko V. S., Gorobets O. Y., Gorobets Y. I., Kuchko A. N. Formation of the band spectrum of spin waves in 1D magnonic crystals with different types of interfacial boundary conditions // Journal of Physics D: Applied Physics. 2017. Vol. 50, no. 9. P. 094003. DOI: 10.1088/1361-6463/aa536c.
- Кругляк В. В., Кучко А. Н. Влияние модуляции магнитной вязкости на затухание спиновых волн в мультислойных магнитных системах // Физика металлов и металловедение. 2001. Т. 92, № 3. С. 3–6.
- 15. *Kruglyak V. V., Kuchko A. N.* Damping of spin waves in a real magnonic crystal // J. Magn. Magn. Mater. 2004. Vol. 272–276, no. 1. P. 302–303. DOI: 10.1016/j.jmmm.2003.12.1246.

- Latcham O. S., Gusieva Y. I., Shytov A. V., Gorobets O. Y., Kruglyak V. V. Hybrid magnetoacoustic metamaterials for ultrasound control // Appl. Phys. Lett. 2020. Vol. 117, no. 10. P. 102402. DOI: 10.1063/5.0018801.
- Vysotskii S., Dudko G., Sakharov V., Khivintsev Y., Filimonov Y., Novitskii N., Stognij A., Nikitov S. Propagation of spin waves in ferrite films with metasurface // ACTA PHYSICA POLONICA A. 2018. Vol. 133, no. 3. P. 508–510. DOI: 10.12693/aphyspola.133.508.
- Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993. 312 с.
- 19. Пойманов В. Д., Кругляк В. В. Невзаимность распространения обменно-дипольных спиновых волн в двуслойных магнитных пленках со скрещенной намагниченностью слоев // ЖЭТФ. 2022. Т. 161, № 5. С. 720–736. DOI: 10.31857/S0044451022050108.

## References

- 1. Demokritov SO. Spin Wave Confinement: Propagating Waves. 2nd edition. Singapore: Pan Stanford Publishing; 2017. 448 p.
- Poimanov VD, Kruglyak VV. Chirality of exchange spin waves exposed: Scattering and emission from interfaces between antiferromagnetically coupled ferromagnets. J. Appl. Phys. 2021;130(13): 133902. DOI: 10.1063/5.0063727.
- 3. Poimanov VD, Shavrov VG, Kruglyak VV. Inhomogeneous converted spin waves in scattering problems. Journal of Radioelectronics. 2018;(11):7 (in Russian). DOI: 10.30898/1684-1719. 2018.11.17.
- 4. Poimanov VD, Shavrov VG. Features of the scattering of exchange spin waves by layer and superlattice of biaxial ferromagnets. J. Phys. Conf. Ser. 2019;1389:012134. DOI: 10.1088/1742-6596/1389/1/012134.
- 5. Whitehead NJ, Horsley SAR, Philbin TG, Kuchko AN, Kruglyak VV. Theory of linear spin wave emission from a Bloch domain wall. Phys. Rev. B. 2017;96(6):064415. DOI: 10.1103/PhysRevB. 96.064415.
- Yan ZR, Xing YW, Han XF. Magnonic skin effect and magnon valve effect in an antiferromagnetically coupled heterojunction. Phys. Rev. B. 2021;104(2):L020413. DOI: 10.1103/PhysRevB. 104.L020413.
- 7. Xing YW, Yan ZR, Han XF. Comparison of spin-wave transmission in parallel and antiparallel magnetic configurations. Phys. Rev. B. 2022;105(6):064427. DOI: 10.1103/PhysRevB.105.064427.
- 8. Salanskii NM, Yerukhimov MS. Physical Properties and Applications of Thin Magnetic Films. Novosibirsk: Nauka; 1975. 222 p. (in Russian).
- 9. Goedsche F. Reflection and refraction of spin waves. Physica Status Solidi (B). 1970;39(1): K29-K33. DOI: 10.1002/pssb.19700390143.
- 10. Gorobets YI, Reshetnyak SA. Reflection and refraction of spin waves in uniaxial magnets in the geometrical-optics approximation. Tech. Phys. 1998;43(2):188–191. DOI: 10.1134/1.1258965.
- 11. Bass FG, Bulgakov AA, Tetervov AP. High-Frequency Properties of Semiconductors With Superlattices. Moscow: Nauka; 1989. 288 p. (in Russian).
- 12. Kruglyak VV, Kuchko AN. Spectrum of spin waves propagating in a periodic magnetic structure. Physica B: Condensed Matter. 2003;339(2–3):130–133. DOI: 10.1016/j.physb.2003.08.124.
- Kruglyak VV, Davies CS, Tkachenko VS, Gorobets OY, Gorobets YI, Kuchko AN. Formation of the band spectrum of spin waves in 1D magnonic crystals with different types of interfacial boundary conditions. Journal of Physics D: Applied Physics. 2017;50(9):094003. DOI: 10.1088/ 1361-6463/aa536c.
- 14. Kruglyak VV, Kuchko AN. Effect of the modulation of magnetic viscosity on the damping of spin waves in multilayer magnetic systems. Phys. Metals Metallogr. 2001;92(3):211–214.
- 15. Kruglyak VV, Kuchko AN. Damping of spin waves in a real magnonic crystal. J. Magn. Magn. Mater. 2004;272–276(1):302–303. DOI: 10.1016/j.jmmm.2003.12.1246.
- Latcham OS, Gusieva YI, Shytov AV, Gorobets OY, Kruglyak VV. Hybrid magnetoacoustic metamaterials for ultrasound control. Appl. Phys. Lett. 2020;117(10):102402. DOI: 10.1063/ 5.0018801.
- Vysotskii S, Dudko G, Sakharov V, Khivintsev Y, Filimonov Y, Novitskii N, Stognij A, Nikitov S. Propagation of spin waves in ferrite films with metasurface. ACTA PHYSICA POLONICA A. 2018;133(3):508–510. DOI: 10.12693/aphyspola.133.508.
- 18. Vashkovskii AV, Stalmakhov VS, Sharaevskii YP. Magnetostatic Waves in Microwave Electronics. Saratov: Saratov University Publishing; 1993. 312 p. (in Russian).
- 19. Poimanov VD, Kruglyak VV. Nonreciprocity of propagation of exchange-dipole spin waves in two-layer magnetic films with crossed magnetization of the layers. J. Exp. Theor. Phys. 2022;134(5):615–629. DOI: 10.1134/s1063776122050107.



Пойманов Владислав Дмитриевич — родился в Донецке (1976). Окончил с отличием физический факультет Донецкого государственного университета по направлению «Теоретическая физика» (1998). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по направлению «Физика магнитных явлений» в Тверском государственном университете (2019). Работал на кафедре «Теоретическая физика» Донецкого национального университета в должности доцента (1998–2022). С июля 2022 года работает в Институте синтетических полимерных материалов им. Н. С. Ениколопова РАН научным сотрудником, а с сентября 2022 года — в Московском государственном университете геодезии и картографии. Научные интересы — магноника, магнитооптика, ферромагнитный резонанс. Опубликовал 30 статей по указанным направлениям.

Россия, 117393 Москва, Профсоюзная, 70 Институт синтетических полимерных материалов им. Н.С. Ениколопова РАН Россия, 105064 Москва, Гороховский пер., 4 Московский государственный университет геодезии и картографии E-mail: Vladislav.Poymanow@yandex.ru ORCID: 0000-0003-3078-2480 AuthorID (eLibrary.Ru): 1137757



Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5 Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Научная статья УДК 621.318.1 DOI: 10.18500/0869-6632-003010 EDN: PQTVTN

## Исследование возбуждения короткозамкнутым коаксиальным преобразователем магнитостатических мод в прямоугольной пленке железоиттриевого граната

Р.К. Бабичев<sup>1</sup> ⊠, Г.В. Бабичева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия <sup>2</sup>Институт водного транспорта имени Г. Я. Седова — Ростовский филиал ГМУ имени адмирала Ф. Ф. Ушакова, Ростов-на-Дону, Россия E-mail: ⊠405092@mail.ru, babicheva@iwtsedov.ru Поступила в редакцию 18.05.2022, принята к публикации 16.06.2022, опубликована 30.09.2022

Аннотация. Цель. Исследование новой конструкции короткозамкнутого коаксиального возбудителя с тонкой линейной перемычкой, замыкающейся на обе стороны заземленного коаксиального цилиндра, расположенной над прямоугольной пленкой железоиттриевого граната (ЖИГ) в однородном поле подмагничивания, направленном в плоскости прямоугольной пленки вдоль её длины или ширины. Тонкая линейная перемычка направлена параллельно ширине пленки ЖИГ. Методы. В среде CST Microwave Studio методом конечных элементов проведен электродинамический анализ исследуемой модели. Для изучения эффективности возбуждения мод в ферритовой пленке при различных расстояниях между коаксиальным возбудителем и поверхностью пленки ЖИГ были рассчитаны зависимости обратных потерь S11 модели от частоты. Результаты. 1. Проведена идентификация мод в однородном статическом магнитном поле H, направленном параллельно плоскости прямоугольной пленки ЖИГ вдоль её ширины (оси у). 2. Проведена идентификация мод в однородном статическом магнитном поле H, направленном параллельно плоскости прямоугольной пленки ЖИГ вдоль ее длины (оси z). 3. Проведено сравнение спектров мод при векторе  $\vec{H}$ , направленном параллельно плоскости пленки ЖИГ вдоль ее ширины (оси у) и длины (оси г). Заключение. В настоящей работе исследована конструкция короткозамкнутого возбудителя с тонкой линейной перемычкой, замыкающейся на обе стороны заземленного коаксиального цилиндра. Электродинамическим методом проведен расчет распределений высокочастотного магнитного поля возбуждаемых магнитостатических мод и проведена их идентификация для двух направлений однородного поля подмагничивания: вдоль ширины и вдоль длины прямоугольной пленки ЖИГ. Исследована также зависимость числа возбуждаемых мод от близости короткозамкнутого возбудителя к прямоугольному образцу пленки ЖИГ. Проведено сравнение спектров мод при  $\vec{H}$ , направленном параллельно плоскости пленки ЖИГ вдоль ее ширины и длины. При таком повороте вектора  $\vec{H}$  полоса эффективно возбуждаемых мод смещается с 4.6...4.9 ГГц до 4.5...4.75 ГГц. Однако возбуждение указанных мод в случае вектора  $\vec{H}$ , направленного вдоль ширины пленки ЖИГ (оси y), много эффективнее в полосе 4.65...4.9 ГГц, чем в случае, когда этот вектор направлен вдоль длины пленки ЖИГ (оси z). В то же время возбуждение указанных мод в случае вектора  $\vec{H}$ , направленного вдоль длины пленки ЖИГ (оси z) много эффективнее в полосе 4.4...4.6 ГГц.

Ключевые слова: железоиттриевый гранат, магнитостатические моды, коаксиальный возбудитель.

Для цитирования: Бабичев Р.К., Бабичева Г.В. Исследование возбуждения короткозамкнутым коаксиальным преобразователем магнитостатических мод в прямоугольной пленке железоиттриевого граната // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 656–668. DOI: 10.18500/0869-6632-003010. EDN: PQTVTN

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Article

## Excitation by shot circuited coaxial transducer of magnetostatic modes in rectangular yttrium iron garnet film

R. K. Babichev<sup>1</sup> $\bowtie$ , G. V. Babicheva<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia <sup>2</sup>Sedov Water Transport Institute — the branch of Admiral Ushakov Maritime State University, Rostov-on-Don, Russia E-mail: ⊠405092@mail.ru, babicheva@iwtsedov.ru *Received 18.05.2022, accepted 16.06.2022, published 30.09.2022* 

Abstract. The purpose of this work is the study of design of new short-circuited coaxial transducer with thin linear jumper, that circuites on both sides of the grounded coaxial cylinder, located above the rectangular iron-yttrium garnet (YIG) film, in homogeneous constant magnetic field with rectangular film along its length or width. The thin linear jumper is directed parallel to the width of the YIG film. Methods. In the CST Microwave Studio environment, an electrodynamic analysis of the model was carried out using the finite element method. To study the efficiency of modes excitation in a ferrite film at different distances between the coaxial transducer and the surface of the YIG film, the frequency dependencies of the inverse losses S11 of the model were calculated. Results. 1. The identification of modes in a homogeneous static magnetic field H, directed parallel to the plane of a rectangular YIG film along its width (y-axis) was carried out. 2. The identification of modes in a homogeneous static magnetic field H directed parallel to the plane of the rectangular YIG film along its length (z-axis) was carried out. 3. A comparison of modes spectra was made at  $\dot{H}$ , directed parallel to the plane of the YIG film along its width (y axis) and length (z axis). Conclusion. In this paper short-circuited transducer with a thin linear jumper, circuited on both sides of the grounded coaxial cylinder, is investigated. By the electrodynamic method distributions of high-frequency magnetic field of the excited magnetostatic modes were calculated and their identification was carried out for two directions of homogeneous static magnetic field: along width and along length of rectangular YIG film. The dependence of number of excited modes on the distance between a short-circuited transducer and rectangular YIG was also studied. A comparison of modes spectra is carried out at  $\vec{H}$ , directed parallel to the plane of the YIG film along its width and length. With this rotation of  $\vec{H}$  vector, the band of effectively excitable modes shifts from 4.6...4.9 GHz to 4.5...4.75 GHz. However, the excitation of these modes in the case of the vector  $\vec{H}$ , directed along the width of YIG film (y-axis), is much more effective in the band 4.65...4.9 GHz than in the case when this vector is directed along the length of YIG film (z-axis). At the same time, excitation of these modes in the case of the vector  $\vec{H}$ , directed along the length of YIG film (z axis) is much more effective in the band 4.4...4.6 GHz.

Keywords: iron-yttrium garnet, magnetostatic modes, coaxial transducer.

*For citation*: Babichev RK, Babicheva GV. Excitation by shot circuited coaxial transducer of magnetostatic modes in rectangular yttrium iron garnet film. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5):656–668. DOI: 10.18500/0869-6632-003010

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

#### Введение

В разрабатываемых устройствах спин-волновой электроники СВЧ возбуждение магнитостатических волн может быть осуществлено с помощью отрезков копланарной, микрополосковой, щелевой и других распределенных линий передачи.

Возбуждение магнитостатических мод (МСМ) микрополосковой линией в наиболее полном виде экспериментально исследовано в [1]. В этой работе представлены экспериментальные результаты возбуждения различных серий МСМ микрополосковой линией в прямоугольном образце с пленкой ЖИГ, размещенном различными способами относительно проводника микрополосковой линии. Экспериментальная структура, исследованная в [1], использовалась для возбуждения MCM в прямоугольной пленке ЖИГ микрополосковой линией с внешним постоянным магнитным полем либо параллельным, либо перпендикулярным плоскости пленки. Вид наблюдаемого спектра в обоих случаях определялся дисперсионными соотношениями (уравнениями), относительным положением микрополоскового проводника и образца, а также распределением тока в микрополосковой линии.

Изучение связи между электромагнитной волной, распространяющейся в микрополосковой линии передачи, и возбуждением МСМ в пленках ЖИГ является актуальной прикладной задачей. Целью работ [2–5] являлась визуализация распределения ВЧ магнитного поля этих мод и их идентификация. Эти работы посвящены электродинамическому моделированию распределения высокочастотного магнитного поля в тонких пленках ЖИГ прямоугольной формы, расчету частотных зависимостей вносимых потерь (параметр S21) и обратных потерь (параметр S11) и сравнению их с полученными экспериментально в [1] в виде МСМ-спектров при возбуждении прямоугольного образца пленки ЖИГ микрополосковой линией.

В качестве возбудителя МСМ может быть использован короткозамкнутый коаксиальный зонд, конструкция которого предложена в работе [6]. В работах [7, 8] электродинамическим моделированием подробно исследована эта конструкция зонда с одной линейной перемычкой между центральным проводником и заземленным цилиндром коаксиала. При внешнем магнитном поле, приложенном в плоскости пленки (перпендикулярно перемычке между проводниками коаксиального возбудителя), проведена идентификация возбуждаемых мод и рассмотрено влияние расстояния между пленкой и возбудителем. В случае внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости ферритовой пленки, также проведена идентификация возбуждаемых мод при расстоянии до зонда 0.2 мм. Результаты расчета частот спектров совпадают с экспериментом [6]. Особенности спектров мод при этих двух взаимно ортогональных ориентациях намагничивающего поля можно объяснить различием дисперсии и, соответственно, частот возбуждения в пленке резонансов поверхностных и обратных объемных магнитостатических волн в первом случае и прямых объемных магнитостатических волн во втором случае.

В работе [9] исследована конструкция короткозамкнутого возбудителя, отличающегося от описанного в [8] тем, что тонкая линейная перемычка замыкается на обе стороны заземленного коаксиального цилиндра. Электродинамическим методом работ [5] и [8] проведен расчет распределений высокочастотного магнитного поля возбуждаемых магнитостатических мод и проведена их идентификация при ориентации внешнего постоянного магнитного поля в плоскости прямоугольной пленки ЖИГ вдоль её ширины.

В работе [10] проведено исследование возбуждения короткозамкнутым коаксиально-петлевым преобразователем магнитостатических мод в прямоугольной пленке железоиттриевого граната.

Экспериментальное исследование возбуждения магнитостатических мод в пленке ЖИГ короткозамкнутым коаксиально-микрополосковым преобразователем-зондом представлено в [11–13]. Измерены частотные зависимости обратных потерь при различной ориентации плоскости полувитка преобразователя относительно направления внешнего постоянного магнитного поля.

В [14] электродинамическим методом исследовано возбуждение магнитостатических мод в прямоугольной пленке ЖИГ короткозамкнутым коаксиальным возбудителем, у которого тонкая линейная перемычка замыкается на обе стороны внешнего заземленного коаксиального цилиндра. При постоянном магнитном поле, приложенном в плоскости прямоугольной пленки ЖИГ вдоль ее длины и параллельно перемычке между проводниками коаксиального возбудителя, проведена идентификация возбуждаемых мод и рассмотрено влияние зазора между пленкой и возбудителем на обратные потери S11 возбуждаемых мод.

## 1. Идентификация мод в однородном статическом магнитном поле Н, направленном параллельно плоскости прямоугольной пленки ЖИГ вдоль её ширины (оси у)

В среде CST Microwave Studio методом конечных элементов проведен электродинамический анализ модели, представленной на рис. 1. Для изучения эффективности возбуждения мод в ферритовой пленке при различных расстояниях между коаксиальным возбудителем и поверхностью пленки ЖИГ были рассчитаны зависимости обратных потерь S11 модели от частоты.

Намагниченность насыщения пленки ЖИГ  $4\pi M = 1750$  Гс, ширина линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H = 0.1$  Э. Однородное статическое магнитное поле H = 1000 Э ориентировано вдоль оси y параллельно тонкой линейной перемычке, замкнутой на обе стороны заземленного коаксиального цилиндра. Прямоугольный образец пленки ЖИГ имел



Рис. 1. Исследуемая модель коаксиального возбудителя с пленкой ЖИГ

Fig. 1. The studied model of the coaxial transducer with YIG film

длину 4 мм, ширину 2 мм, толщину 24 мкм. Размеры линейной перемычки: длина 5.6 мм, ширина 0.1 мм, толщина 0.0005 мм. Отрезок коаксиальной линии содержал медные внутренний проводник радиусом 0.3 мм и внешний заземленный цилиндр радиусом 2.655 мм, пространство между которыми заполнено диэлектриком с диэлектрической проницаемостью 7.

Расчет модели, представленной на рис. 1, проведен для зазоров d между тонкой линейной перемычкой и поверхностью пленки от 0.1 до 0.6 мм. На каждой резонансной частоте зависимости обратных потерь S11 было рассчитано и визуализировано внутри пленки ЖИГ распределение модуля ВЧ магнитного поля, согласно которому идентифицировалась магнитостатическая мода. Рассмотрим частотную зависимость обратных потерь S11, представленную на рис. 2 для случая, когда поверхность пленки ЖИГ удалена от корокозамкнутого проводника перемычки возбудителя на расстояние d = 0.1 мм.



Рис. 2. Частотная зависимость S11, когда поверхность пленки ЖИГ удалена от корокозамкнутого проводника перемычки возбудителя на d = 0.1 мм

Fig. 2. Frequency dependence S11, when the surface of YIG film is removed from conductor of jumper on d = 0.1 mm

Бабичев Р.К., Бабичева Г.В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



Рис. 3. Распределения модуля ВЧ магнитного поля мод согласно нумерации на рис. 2 и их идентификация Fig. 3. Distribution of the module of the RF magnetic field mode according to the numbering in Fig. 2 and their identification

На рис. 3 представлены распределения модуля ВЧ магнитного поля, с помощью которых по числу стоячих полуволн вдоль боковых сторон пленки ЖИГ проводилась идентификация возбуждаемых мод.

Рядом с каждым резонансом на рис. 3 указаны целые числа  $n_z$  и  $n_y$ , обозначающие индексы возбуждаемой моды. Исследована зависимость количества эффективно возбуждаемых мод от расстояния прямоугольного образца пленки ЖИГ до короткозамкнутого возбудителя. Частотные характеристики обратных потерь S11, рассчитанные для расстояний d = 0.1 мм (a), 0.2 мм (b), 0.4 мм (c) и 0.6 мм (d), представлены на рис. 4.

Видно, что по уровню -4 дБ при d = 0.1 мм возбуждаются девять магнитостатических мод, а при d = 0.6 мм всего одна.



Рис. 4. Частотные зависимости S11 модели с идентифицированными модами при удалении возбудителя на 0.1 мм (*a*), 0.2 мм (*b*), 0.4 мм (*c*) и 0.6 мм (*d*)

Fig. 4. Frequency dependences S11 for model with identified modes for distances 0.1 mm (a), 0.2 mm (b), 0.4 mm (c) and 0.6 mm (d)

Бабичев Р. К., Бабичева Г. В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

## 2. Идентификация мод в однородном статическом магнитном поле H, направленном параллельно плоскости прямоугольной пленки ЖИГ вдоль ее длины (оси z)

Анализ модели был проведен при расстояниях d между возбудителем и поверхностью феррита от 0.1 до 0.6 мм. Для каждого резонанса на частотной характеристике обратных потерь S11 были вычислены и визуализированы распределения абсолютного значения высокочастотного магнитного поля моды внутри пленки ЖИГ. По этим распределениям и идентифицировались магнитостатические моды.

Рассмотрим спектр возбуждаемых магнитостатических мод в пленке ЖИГ, когда ее поверхность находится на расстоянии d = 0.1 мм от корокозамкнутого проводника перемычки возбудителя.

Частотная зависимость обратных потерь S11 для этого случая изображена на рис. 5. Для неё были проанализированы распределения абсолютного значения высокочастотного магнитного поля на пронумерованных резонансных частотах, которые представлены на рис. 6. Согласно этим распределениям проведена идентификация возбуждаемой серии мод по числу стоячих полуволн вдоль боковых сторон пленки ЖИГ. Около каждого резонанса на рис. 7 указана пара чисел  $n_z$  и  $n_y$ , обозначающая индексы этой моды.

Исследована также зависимость числа возбуждаемых мод от близости прямоугольного образца пленки ЖИГ к короткозамкнутому возбудителю. На рис. 7, a-d приведены расчетные частотные характеристики обратных потерь S11 для нескольких расстояний d. Из рис. 7 следует, что если в полосе частот 4.4...4.9 ГГц при d = 0.1 мм по уровню -4 дБ эффективно возбуждаются три различные магнитостатические моды, то при d = 0.6 мм возбуждается только одна мода.



Рис. 5. Частотная зависимость обратных потерь S11 для пленки ЖИГ толщиной 24 мкм при удалении проводника перемычки от пленки на 0.1 мм

Fig. 5. Frequency dependence S11, when the surface of YIG film is removed from conductor of jumper on d = 0.1 mm

Бабичев Р.К., Бабичева Г.В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5



Рис. 6. Распределения модуля ВЧ магнитного поля мод согласно нумерации на рис. 5 и их идентификация Fig. 6. Distribution of the module of the RF magnetic field mode according to the numbering in Fig. 5 and their identification



Рис. 7. Частотные зависимости S11 модели с идентифицированными модами при удалении возбудителя на 0.1 мм (*a*), 0.2 мм (*b*), 0.4 мм (*c*) и 0.6 мм (*d*)

Fig. 7. Frequency dependences S11 model with identified modes for distances 0.1 mm (a), 0.2 mm (b), 0.4 mm (c) and (d) 0.6 mm

Бабичев Р.К., Бабичева Г.В. Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

# 3. Сравнение спектров мод при **H**, направленном параллельно плоскости пленки ЖИГ вдоль ее ширины (оси у) и длины (оси z)

Теперь сравним для минимального расстояния d = 0.1 мм при внешнем постоянном магнитном поле H = 1000 Э спектр мод, изображенный на рис. 4, *a* для направления  $\vec{H}$  вдоль оси *y*, со спектром мод, изображенном на рис. 7, *a* для направления  $\vec{H}$  вдоль оси *z*. При таком повороте вектора  $\vec{H}$ , как видно из рис. 4, *a* и рис. 7, *a*, полоса эффективно возбуждаемых мод смещается с 4.6...4.9 ГГц до 4.5...4.75 ГГц. Однако возбуждение указанных мод в случае вектора  $\vec{H}$ , направленного вдоль ширины пленки ЖИГ (оси *y*), много эффективнее в полосе 4.65...4.9 ГГц, чем в случае, когда этот вектор направлен вдоль длины пленки ЖИГ (оси *z*). В то же время возбуждение указанных мод в случае вектора  $\vec{H}$ , направленного вдоль длины в случае в случае вектора  $\vec{H}$ , направленного вдоль длины в случае в случае вектора  $\vec{H}$ , направленного вдоль длины в случае в случае в случае вектора  $\vec{H}$ , направленного вдоль длины в случае вектора  $\vec{H}$ , направленного вдоль длины в случае вси с случае вектора вси с случае вси с случае вси с случае в случае в случае вси с случае в случае вси с сл

#### Выводы

В настоящей работе исследована конструкция короткозамкнутого возбудителя, отличающегося от описанного в [1] тем, что тонкая линейная перемычка замыкается на обе стороны заземленного коаксиального цилиндра. Электродинамическим методом [2,6] проведен расчет распределений высокочастотного магнитного поля возбуждаемых магнитостатических мод и проведена их идентификация для двух направлений однородного поля подмагничивания: вдоль ширины и вдоль длины прямоугольной пленки ЖИГ.

Исследована также зависимость числа возбуждаемых мод от близости короткозамкнутого возбудителя к прямоугольному образцу пленки ЖИГ.

Проведено сравнение спектров мод при  $\vec{H}$ , направленном параллельно плоскости пленки ЖИГ вдоль ее ширины и длины. При таком повороте вектора  $\vec{H}$  полоса эффективно возбуждаемых мод смещается с 4.6...4.9 ГГц до 4.5...4.75 ГГц. Однако возбуждение указанных мод в случае вектора  $\vec{H}$ , направленного вдоль ширины пленки ЖИГ (оси y), много эффективнее в полосе 4.65...4.9 ГГц, чем в случае, когда этот вектор направлен вдоль длины пленки ЖИГ (оси z). В то же время возбуждение указанных мод в случае вектора  $\vec{H}$ , направленного вдоль длины пленки ЖИГ (оси z).

#### Список литературы

- 1. *Barak J., Lachish U.* Study of the excitation of magnetostatic modes in yttrium-iron-garnet films by a microstrip line // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65, no. 4. P. 1652–1658. DOI: 10.1063/1.343402.
- Takhtamyshyan V. V., Babichev R. K. Identification of backward volume and surface magnetostatic modes in a rectangular yttrium-iron-garnet film by high frequency magnetic field distributions // In: International Symposium on Spin Waves. 3–8 June 2018, Saint Petersburg, Russia. Saint Petersburg: Ioffe Physical Technical Institute RAS, 2018. P. 150.
- Takhtamyshyan V. V., Babichev R. K. Backward volume and surface magnetostatic modes identification by distributions of radio frequency magnetic field // In: 2018 XIV International Scientific-Technical Conference on Actual Problems of Electronics Instrument Engineering (APEIE). 02–06 October 2018, Novosibirsk, Russia. New York: IEEE, 2018. P. 147–150. DOI: 10.1109/ APEIE.2018.8545120.
- Тахтамышьян В. В., Бабичев Р. К. Идентификация магнитостатических мод в пленках ЖИГ по распределению высокочастотного магнитного поля // Труды XXVI Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». 23–24 ноября 2018 г., Москва, Россия. М.: Издательство ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ», 2018. С. 182–193.

- 5. Бабичев Р. К., Синявский Г. П., Тахтамышьян В. В. Идентификация магнитостатических мод в пленках ЖИГ по распределению высокочастотного магнитного поля // Физические основы приборостроения. 2019. Т. 8, № 4 (34). С. 3–10. DOI: 10.25210/jfop-1904-003010.
- Kaur T., Bhyrava M. D. V., Olvera-Cervantes J. L., Corona-Chavez A. Ferromagnetic resonance measurement using a novel short circuited coaxial probe technique // Advanced Electromagnetics. 2017. Vol. 6, no. 3. P. 41–45. DOI: 10.7716/aem.v6i3.526.
- Тахтамышьян В. В., Бабичев Р. К., Бабичева Г. В. Исследование возбуждения магнитостатических мод короткозамкнутым коаксиальным возбудителем // Труды XXVI Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». 23–24 ноября 2018 г., Москва, Россия. М.: Издательство ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ», 2018. С. 194–202.
- 8. Бабичев Р.К., Синявский Г.П., Тахтамышьян В. В. Исследование возбуждения магнитостатических мод короткозамкнутым коаксиальным возбудителем // Электромагнитные волны и электронные системы. 2020. Т. 25, № 1–2. С. 43–47. DOI: 10.18127/j15604128-202001-2-05.
- Бабичев Р. К., Бабичева Г. В. Исследование возбуждения короткозамкнутым коаксиальным преобразователем магнитостатических мод в прямоугольной пленке железо-иттриевого граната // Труды XXVIII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». 27 ноября 2020 г., Москва, Россия. М.: Издательство ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ», 2020. С. 55–61.
- Бабичев Р. К., Бабичева Г. В. Исследование возбуждения короткозамкнутым коаксиальнопетлевым преобразователем магнитостатических мод в прямоугольной пленке железоиттриевого граната // Труды XXVIII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». 27 ноября 2020 г., Москва, Россия. М.: Издательство ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ», 2020. С. 62–69.
- Атоев М. Д., Натхин И. И., Бабичев Р. К. Исследование возбуждения магнитостатических волн коаксиально-микрополосковыми преобразователями в пленках железо-иттриевого граната // Труды XXVIII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». 27 ноября 2020 г., Москва, Россия. М.: Издательство ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ», 2020. С. 70–75.
- Atoev M. D., Natkhin I. I., Babichev R. K., Kleshchenkov A. B. Experimental study of magnetostatic waves excitation by coaxial-microstrip transducer in rectangular yttrium-iron garnet films // In: 2021 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW). 28 June 2021–02 July 2021, Divnomorskoe, Russia. New York: IEEE, 2021. P. 239–242. DOI: 10.1109/RSEMW52378. 2021.9494123.
- Атоев М. Д., Бабичев Р. К., Натхин И. И. Экспериментальное исследование возбуждения магнитостатических волн коаксиальными преобразователями в пленках железо-иттриевого граната // Труды XXIX Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». 26–27 ноября 2021 г., Москва, Россия. М.: Издательство ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ», 2021. С. 67–72.
- 14. Бабичев Р.К., Бабичева Г.В. Возбуждение короткозамкнутым коаксиальным преобразователем магнитостатических мод в прямоугольной пленке железо-иттриевого граната // Труды XXIX Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». 26–27 ноября 2021 г., Москва, Россия. М.: Издательство ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ», 2021. С. 45–49.

## References

1. Barak J, Lachish U. Study of the excitation of magnetostatic modes in yttrium-iron-garnet films by a microstrip line. J. Appl. Phys. 1989;65(4):1652–1658. DOI: 10.1063/1.343402.

- Takhtamyshyan VV, Babichev RK. Identification of backward volume and surface magnetostatic modes in a rectangular yttrium-iron-garnet film by high frequency magnetic field distributions. In: International Symposium on Spin Waves. 3–8 June 2018, Saint Petersburg, Russia. Saint Petersburg: Ioffe Physical Technical Institute RAS; 2018. P. 150.
- Takhtamyshyan VV, Babichev RK. Backward volume and surface magnetostatic modes identification by distributions of radio frequency magnetic field. In: 2018 XIV International Scientific-Technical Conference on Actual Problems of Electronics Instrument Engineering (APEIE). 02–06 October 2018, Novosibirsk, Russia. New York: IEEE; 2018. P. 147–150. DOI: 10.1109/ APEIE.2018.8545120.
- Takhtamyshyan VV, Babichev RK. Magnetostatic modes identification in the YIG films by magnetic field distributions. In: Proceedings of XXVI International Conference «Electromagnetic Field and Materials (Fundamental Physical Researches)». 23–24 November 2018, Moscow, Russia. Moscow: National Research University «Moscow Power Engineering Institute» Publishing; 2018. P. 182–193 (in Russian).
- Babichev RK, Sinyavsky GP, Takhtamyshyan VV. Identification of magnetostatic modes in YIG films by the distribution of a high-frequency magnetic field. Physical Bases of Instrumentation. 2019;8(4(34)):3–10 (in Russian). DOI: 10.25210/jfop-1904-003010.
- Kaur T, Bhyrava MDV, Olvera-Cervantes JL, Corona-Chavez A. Ferromagnetic resonance measurement using a novel short circuited coaxial probe technique. Advanced Electromagnetics. 2017;6(3):41–45. DOI: 10.7716/aem.v6i3.526.
- Takhtamyshyan VV, Babichev RK, Babicheva GV. Study of the magnetostatic modes excitation by short circuited coaxial exciter. In: Proceedings of XXVI International Conference «Electromagnetic Field and Materials (Fundamental Physical Researches)». 23–24 November 2018, Moscow, Russia. Moscow: National Research University «Moscow Power Engineering Institute» Publishing; 2018. P. 194–202 (in Russian).
- Babichev RK, Sinyavskii GP, Takhtamyshyan VV. Study of magnetostatic modes excitation by short circuited coaxial exciter. Electromagnetic Waves and Electronic Systems. 2020;25(1–2): 43–47 (in Russian). DOI: 10.18127/j15604128-202001-2-05.
- Babichev RK, Babicheva GV. Study of magnetostatic modes excitation by short circuited coaxial transducer in rectangular yttrium iron garnet film. In: Proceedings of XXVIII International Conference «Electromagnetic Field and Materials (Fundamental Physical Researches)».
  November 2020, Moscow, Russia. Moscow: National Research University «Moscow Power Engineering Institute» Publishing; 2020. P. 55–61 (in Russian).
- Babichev RK, Babicheva GV. Study of magnetostatic modes excitation by short-circuited coaxialloop transducer in rectangular yttrium iron garnet film. In: Proceedings of XXVIII International Conference «Electromagnetic Field and Materials (Fundamental Physical Researches)».
  27 November 2020, Moscow, Russia. Moscow: National Research University «Moscow Power Engineering Institute» Publishing; 2020. P. 62–69 (in Russian).
- Atoev MD, Natkhin II, Babichev RK. Investigation of magnetostatic waves excitation by coaxialmicrostrip transducers in yttrium iron garnet films. In: Proceedings of XXVIII International Conference «Electromagnetic Field and Materials (Fundamental Physical Researches)».
  November 2020, Moscow, Russia. Moscow: National Research University «Moscow Power Engineering Institute» Publishing; 2020. P. 70–75 (in Russian).
- Atoev MD, Natkhin II, Babichev RK, Kleshchenkov AB. Experimental study of magnetostatic waves excitation by coaxial-microstrip transducer in rectangular yttrium-iron garnet films. In: 2021 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW). 28 June 2021–02 July 2021, Divnomorskoe, Russia. New York: IEEE; 2021. P. 239–242. DOI: 10.1109/RSEMW52378. 2021.9494123.

- Atoev MD, Babichev RK, Natkhin II. Experimental investigation of magnetostatic waves excitation by coaxial transducers in yttrium-iron garnet films. In: Proceedings of XXIX International Conference «Electromagnetic Field and Materials (Fundamental Physical Researches)». 26–27 November 2021, Moscow, Russia. Moscow: National Research University «Moscow Power Engineering Institute» Publishing; 2021. P. 67–72 (in Russian).
- Babichev RK, Babicheva GV. Excitation by short-circuited coaxial transducer of magnetostatic modes rectangular yttrium iron garnet film. In: Proceedings of XXIX International Conference «Electromagnetic Field and Materials (Fundamental Physical Researches)». 26–27 November 2021, Moscow, Russia. Moscow: National Research University «Moscow Power Engineering Institute» Publishing; 2021. P. 45–49 (in Russian).



Бабичев Рудольф Карпович — родился в Горьком (1944). Окончил с отличием физический факультет Ростовского государственного университета по направлению «Радиофизика» (1968), аспирантуру Ростовского государственного университета в 1971 году. Защитил диссертацию на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук по специальности «Радиофизика» (1971, РГУ), докторскую диссертацию на соискание учёной степени доктора физико-математических наук по специальности «Радиофизика» (1971, РГУ), докторскую диссертацию на соискание учёной степени доктора физико-математических наук по специальности «Радиофизика» (1997, РГУ). В 2000 г. присвоено ученое звание профессора по кафедре радиофизики РГУ. Работает на кафедре «Радиофизика» Южного федерального университета в должности профессора. Научные интересы — радиофизика, математическое моделирование, радиотехническое моделирование. Опубликовал свыше 100 научных статей по указанным направлениям.

Россия, 344006 Ростов-на-Дону, Большая Садовая, 77 Южный федеральный университет E-mail: 405092@mail.ru ORCID: 0000-0002-9790-3403 AuthorID (eLibrary.Ru): 265844



Бабичева Галина Викторовна — родилась в Ростове-на-Дону (1955). Окончила с отличием физический факультет Ростовского государственного университета по направлению «Радиофизика» (1978). Защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физикоматематических наук по специальности «Радиофизика» (1995, РГУ). Работает доцентом на кафедре «Математика, естественнонаучные и общенаучные дисциплины» Института водного транспорта им. Г. Я. Седова — Ростовского филиала ГМУ им. адмирала Ф. Ф. Ушакова. Научные интересы — радиофизика, математическое моделирование. Опубликовала более 30 научных статей по указанным направлениям.

Россия, 344006 Ростов-на-Дону, Седова, 8 Институт водного траспорта имени Г. Я. Седова — Ростовский филиал ГМУ имени адмирала Ф. Ф. Ушакова E-mail: babicheva@iwtsedov.ru ORCID: 0000-0003-2224-9344 AuthorID (eLibrary.Ru): 265847

## EDITOR-IN-CHIEF

*Yu. V. Gulyaev*, Ph.D., Professor, Member of the RAS, Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS, Moscow

## DEPUTY EDITORS

- I. V. Sysoev, Ph.D., Professor Saratov State University, Saratov
- A. N. Chumachenko, Ph.D., Professor, Saratov State University, Saratov

## EDITORIAL BOARD

- V. M. Anikin, Ph.D., Professor, Saratov State University, Saratov
- B. P. Bezruchko, Ph.D., Professor, Saratov State University, Saratov
- S. V. Gonchenko, Ph.D., Professor, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod
- *N. S. Ginzburg*, Ph.D., Professor, Corresponding Member of the RAS, Institute of Applied Physics of the RAS, Nizhny Novgorod
- A. S. Dmitriev, Ph.D., Professor, Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS, Moscow
- S. A. Kashchenko, Ph.D., Professor, P.G. Demidov Yaroslavl State University, Yaroslavl
- P. S. Landa, Ph.D., Professor, Moscow State University, Moscow
- G. G. Malinetskii, Ph.D., Professor, Institute of Applied Mathematics of the RAS, Moscow
- *V. V. Matrosov*, Ph.D., Professor, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod
- *V. I. Nekorkin*, Ph.D., Professor, Corresponding Member of the RAS, Institute of Applied Physics of the RAS, Nizhny Novgorod
- A. V. Porubov, Ph.D., Professor, Institute for Problems in Mechanical Engineering of the RAS, St. Petersburg
- Yu. M. Romanovsky, Ph.D., Professor, Moscow State University, Moscow
- *V. V. Tuchin*, Ph.D., Professor, Corresponding Member of the RAS, Saratov State University, Saratov
- A. M. Feigin, Ph.D., Professor, Institute of Applied Physics of the RAS, Nizhny Novgorod
- V. A. Tsarev, Ph.D., Professor, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, Saratov
- M. V. Shitikova, Ph.D., Professor, Voronezh State Technical University, Voronezh
- V. G. Yakhno, Ph.D., Professor, Institute of Applied Physics of the RAS, Nizhny Novgorod
- *S. Boccaletti*, Ph.D., Senior Researcher of Institute for Complex Systems of the National Research Council (CNR), Sesto Florentino, Italy
- A. V. Kraskov, Ph.D., Principal Investigator, UCL Institute of Neurology, Sobell Department, London, UK
- *N. V. Kuznetsov*, Professor, Corresponding Member of the RAS, Saint-Petersburg State University, Visiting Professor, University of Jyväskylä, Finland
- G. van Luijtelaar, Professor, Radboud University Nijmegen, Nijmegen, The Netherlands
- A. K. Lüttjohann, Ph.D., Postdoctoral researcher, Institut für Physiologie I, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster, Germany
- A. B. Neiman, Dr. of Sciences, Physics and Mathematics, Associate professor of Department of Physics and Astronomy, Ohio University, USA
- A. S. Pikovsky, Dr. rer. Nat. habil., Professor, Universität Potsdam, Germany
- A. N. Pisarchik, Ph.D., Professor, Universidad Politecnica de Madrid,
  - Centre for Biomedical Technology, Spain
- *V. A. Vakorin*, Ph.D., Data Scientist, NeuroInformatics and NeuroAnalytics Lead, ImageTech Lab, Simon Fraser University, Vancouver, Canada



