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

# Прикладная нелинейная динамика



5
2026

*Памяти Юрия Павловича Шараевского*
(*3 октября 1942 – 1 января 2026*)

ИЗДАНИЕ САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР

*Ю. В. Гуляев*, академик РАН, д.ф.-м.н., профессор, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН (Москва, Россия)

ЗАМЕСТИТЕЛИ ГЛАВНОГО РЕДАКТОРА

*И. В. Сысоев*, д.ф.-м.н., профессор, СГУ имени Н. Г. Чернышевского (Саратов, Россия)
*А. Н. Чумаченко*, д. геогр. н., профессор, СГУ имени Н. Г. Чернышевского (Саратов, Россия)

ОТВЕТСТВЕННЫЙ СЕКРЕТАРЬ

*М. В. Сысоева*, д.ф.-м.н., доцент, СГУ имени Н. Г. Чернышевского (Саратов, Россия)

ЧЛЕНЫ РЕДАКЦИОННОЙ КОЛЛЕГИИ

*В. М. Аникин*, д.ф.-м.н., профессор, СГУ имени Н. Г. Чернышевского (Саратов, Россия)
*Б. П. Безручко*, д.ф.-м.н., профессор, СГУ имени Н. Г. Чернышевского (Саратов, Россия)
*С. Боккалетти*, Ph.D., Институт сложных систем при Национальном исследовательском совете (Флоренция, Италия)
*А. М. Быков*, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., профессор, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН (Санкт-Петербург, Россия)
*Н. С. Гинзбург*, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., профессор, ИПФ РАН (Нижний Новгород, Россия)
*С. В. Гонченко*, д.ф.-м.н., профессор, ННГУ им. Н. И. Лобачевского (Нижний Новгород, Россия)
*А. С. Дмитриев*, д.ф.-м.н., профессор, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН (Москва, Россия)
*О. И. Канаков*, д.ф.-м.н., ННГУ им. Н. И. Лобачевского (Нижний Новгород, Россия)
*С. А. Кащенко*, д.ф.-м.н., профессор, ЯрГУ им. П. Г. Демидова (Ярославль, Россия)
*А. В. Красков*, Ph.D., Ньюкаслский университет (Ньюкасл, Великобритания)
*Н. В. Кузнецов*, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., профессор, СПбГУ (Санкт-Петербург, Россия)
*Г. Г. Малинецкий*, д.ф.-м.н., профессор, ИПМ им. М. В. Келдыша РАН (Москва, Россия)
*В. В. Матросов*, д.ф.-м.н., профессор, ННГУ им. Н. И. Лобачевского (Нижний Новгород, Россия)
*А. Б. Нейман*, д.ф.-м.н., Университет Огайо (Огайо, США)
*В. И. Некоркин*, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., профессор, ИПФ РАН (Нижний Новгород, Россия)
*А. Н. Писарчик*, к.ф.-м.н., Мадридский технический университет (Мадрид, Испания)
*А. В. Порубов*, д.ф-.м.н., ИПМаш РАН (Санкт-Петербург, Россия)
*В. В. Тучин*, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., профессор, СГУ имени Н. Г. Чернышевского (Саратов, Россия)
*А. М. Фейгин*, д.ф.-м.н., профессор, ИПФ РАН (Нижний Новгород, Россия)
*Е. Я. Фрисман*, чл.-корр. РАН, д.б.н., профессор, ИКАРП ДВО РАН (Биробиджан, Россия)
*А. Е. Храмов*, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., профессор, РЭУ имени Г. В. Плеханова (Москва, Россия)
*В. А. Царёв*, д.т.н., профессор, СГТУ имени Гагарина Ю. А. (Саратов, Россия)
*В. А. Черепенин*, академик РАН, д.ф.-м.н., профессор, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН (Москва, Россия)
*М. В. Шитикова*, д.ф.-м.н., профессор, ВГТУ (Воронеж, Россия)
*В. Г. Яхно*, д.ф.-м.н., профессор, ИПФ РАН (Нижний Новгород, Россия)

**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

Журнал «Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика» зарегистрирован в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций. Запись о регистрации СМИ ПИ № ФС77-77991 от 20 марта 2020 года

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

Подписной индекс издания 73498. Подписку на печатную версию издания можно оформить в Интернет-каталоге ГК «Урал-Пресс» (ural-press.ru). Свободная цена

Электронная версия журнала находится в открытом доступе

Зав. редакцией Д. А. Лачинова
Редакторы: А. Р. Нигметулина, А. В. Князева
Верстка О. Н. Строгановой

Подписан в печать 14.09.2026
Вышел в свет 30.09.2026
Формат 60x84 1/8. Усл. печ. л. 14,18 (15,25)
Тираж 100 экз. Заказ № 86-Т

Адрес редакции: Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83. Тел.: +7 (927) 625-9020, e-mail: andjournal@sgu.ru, сайт: http://andjournal.sgu.ru

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



© Саратовский университет, 2026

**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

The journal "Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics" is registered with the Federal service for supervision of communications, information technology and mass communications. Registration ПИ No ФС77-77991 of 20 March 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. A subscription to the print version of the journal can be issued in the Internet catalog of the Ural-Press Group of Companies (ural-press.ru). Free price

The journal is Open Access

Head of Editorial office D. A. Lachinova
Editors: A. R. Nigmetulina, A. V. Knyazeva
Layout of O. N. Stroganova

Address of Editorial office: 83, Astrakhanskaya Str., Saratov 410012, Russia. Ph.: +7 (927) 625-9020, e-mail: andjournal@sgu.ru, website: http://andjournal.sgu.ru

Signed to press 14.09.2026. Published 30.09.2026
Format 60x84 1/8. Conv.-pr. Sh. of 14,18 (15,25)
Edition of 100 copies. Order No. 86-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

© Saratov State University, 2026

**Известия высших учебных заведений**
**ПРИКЛАДНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА**
***научно-технический журнал***
издается с 1993 года

Выходит 6 раз в год 2026, том 34, № 5

## С О Д Е Р Ж А Н И Е

ОТ РЕДАКТОРА

*Морозова М. А., Гришин С. В., Давоян А. Р., Садовников А. В., Храмов А. Е.* Воспоминания учеников и коллег о Юрии Павловиче Шараевском ..... 635

ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН

*Тихонов В. В., Пташенко А. С., Гришин С. В.* Векторный измеритель геомагнитных полей на основе бинарных модулей ЖИГ-генераторов ..... 654

*Локк Э. Г., Герус С. В.* Распределение обратной объемно-поверхностной спиновой волны по толщине касательно намагниченной ферритовой пластины ..... 665

*Манышева А. А., Солянов А. А., Садовников А. В.* Многопортовые ЖИГ-сети для реконфигурируемого демультиплексирования спиновых волн: роль ортогональности и симметрии волноводных топологий ..... 683

НОВОЕ В ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКЕ

*Архипова О. Ю., Матвеев А. А., Сафин А. Р., Никитов С. А.* Фазовый компаратор спиновых волн на основе антиферромагнитной пленки со слабым ферромагнетизмом ..... 698

*Балаева В. В., Романенко Д. В., Гусев С. А., Гусев Н. С., Аверин Н. В., Морозова М. А.* Спиновые волны в латеральных ЖИГ-волноводах с платиновыми полосками ..... 710

*Савельев Д. В., Бурдин Д. А., Болотина Е. В., Чашин Д. В., Переверзева А. П., Фетисов Ю. К.* Магнитоэлектрический эффект в структуре ферромагнетик–электрострикторе ..... 723

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ. СОЛИТОНЫ. АВТОВОЛНЫ. САМООРГАНИЗАЦИЯ

*Селезнев М. Е., Никулин Ю. В., Дудко Г. М., Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Кожевников А. В., Высоцкий С. Л., Амаханов Г. М., Новицкий Н. Н., Серокурова А. И., Филимонов Ю. А.* Спиновая накачка поверхностными магнитостатическими волнами в структуре Pt/ЖИГ/SiO2/Si ..... 735

**Izvestiya VUZ**
**APPLIED NONLINEAR DYNAMICS**
***scientific-technical journal***
published since 1993

Published 6 times a year 2026, vol. 34, no. 5

## CONTENTS

EDITORIAL

*Morozova M. A., Grishin S. V., Davoyan A. R., Sadovnikov A. V., Hramov A. E.* Memories of pupils and colleagues of Yurii Pavlovich Sharaevskii ..... 635

APPLIED PROBLEMS OF NONLINEAR OSCILLATION AND WAVE THEORY

*Tikhonov V. V., Ptashenko A. S., Grishin S. V.* Vector geomagnetic field meter based on binary modules of YIG generators ..... 654

*Lock E. H., Gerus S. V.* Distribution of the backward volume-surface spin wave across the thickness of a tangentially magnetized ferrite plate ..... 665

*Manysheva A. A., Solyanov A. A., Sadovnikov A. V.* Multiport YIG networks for reconfigurable spin wave demultiplexing: the role of orthogonality and symmetry of waveguide topologies ..... 683

INNOVATIONS IN APPLIED PHYSICS

*Arkhipova O. Yu., Matveev A. A., Safin A. R., Nikitov S. A.* Spin wave phase comparator based on antiferromagnetic film with weak ferromagnetism ..... 698

*Balaeva V. V., Romanenko D. V., Gusev S. A., Gusev N. S., Averin N. V., Morozova M. A.* Spin waves in lateral YIG waveguides with platinum strips ..... 710

*Savelev D. V., Burdin D. A., Bolotina E. V., Chashin D. V., Pereverzeva A. P., Fetisov Yu. K.* Magnetoelectric effect in a ferromagnet – electrostrictor structure ..... 723

NONLINEAR WAVES. SOLITONS. AUTOWAVES. SELF-ORGANIZATION

*Seleznev M. E., Nikulin Y. V., Dudko G. M., Sakharov V. K., Khivintsev Y. V., Kozhevnikov A. V., Vysotskii S. L., Amakhanov G. M., Novitsky N. N., Serokurova A. I., Filimonov Y. A.* Spin pumping by surface magnetostatic waves in the Pt/YIG/SiO2/Si structure ..... 735

Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2026. Т. 34, № 5
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5)

Редакторская заметка

DOI: 10.18500/0869-6632-003236
EDN: MAUHXB

# Воспоминания учеников и коллег о Юрии Павловиче Шараевском

*М. А. Морозова*[1,2], *С. В. Гришин*[2]✉, *А. Р. Давоян*[3], *А. В. Садовников*[2], *А. Е. Храмов*[4]

[1]Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Россия
[2]Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия
[3]Университет Калифорнии, Лос-Анджелес, США
[4]Российский экономический университет им. Г. В. Плеханова, Москва, Россия
E-mail: ✉sergrsh@yandex.ru, mamorozovama@yandex.ru, arthur.davoyan@gmail.com, SadovnikovAV@gmail.com, hramovae@gmail.com

*Поступила в редакцию 9.07.2026, опубликована 30.09.2026*

***Для цитирования***: *Морозова М. А., Гришин С. В., Давоян А. Р., Садовников А. В., Храмов А. Е.* Воспоминания учеников и коллег о Юрии Павловиче Шараевском // Известия вузов. ПНД. 2026. Т. 34, № 5. С. 635–653. DOI: 10.18500/0869-6632-003236. EDN: MAUHXB

***For citation***: Morozova MA, Grishin SV, Davoyan AR, Sadovnikov AV, Hramov AE. Memories of pupils and colleagues of Yurii Pavlovich Sharaevskii. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5):635–653. DOI: 10.18500/0869-6632-003236

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

## Воспоминания о моём Учителе — Юрии Павловиче Шараевском

Этот номер журнала посвящен памяти выдающегося ученого, блестящего педагога, очень мудрого и незаурядного человека — доктора физико-математических наук, профессора Саратовского государственного университета (СГУ) Юрия Павловича Шараевского, который покинул нас 1 января 2026 года.

Я с гордостью называю себя ученицей Юрия Павловича. Я безгранично благодарна судьбе за то, что она предоставила мне роскошь учиться у него. Учиться и сложным формулам, и жизненным ценностям. Мне посчастливилось в течение достаточно длительного времени (порядка 30 лет) учиться у Юрия Павловича и научным основам, и отношению к людям, и, по большому счету, учиться жизни. Жить и работать бок о бок с таким выдающимся человеком стало для меня бесценным подарком судьбы. Пропитываться его идеями, академическими знаниями, мудростью, данной свыше, учиться у него и вместе работать над фундаментальными научными проектами — это ни с чем не сравнимое удовольствие и жизненное везение. Для многих из нас он был единомышленником, учёным, руководителем, а для меня — гораздо большим.

© *Морозова М. А., Гришин С. В., Давоян А. Р., Садовников А. В., Храмов А. Е., 2026*

Я пришла к Юрию Павловичу ещё студенткой. Он терпеливо направлял меня, не только делясь знаниями, но и формируя мое мышление. Юрий Павлович ввел меня в мир науки, в котором я осталась на всю жизнь. Своей увлеченностью, желанием докопаться до сути физических явлений он открыл мне всю красоту и глубину научного мира. Он привил желание искать истину, скрупулёзно и методично разбираться в сложных вопросах. Юрий Павлович сформировал не только мое научное, но и жизненное мировоззрение. Мои принципы, ориентиры, ценности — во многом от него.

Юрий Павлович родился 3 октября 1942 года в Николаевске-на-Амуре Хабаровского края. В 1959 году окончил среднюю школу в Саратове и поступил на физический факультет СГУ, на котором обучался до 1965 года. В 1965–1967 годы он работал инженером в Научно-исследовательском электротехническом институте Саратова. С октября 1967 года и по сентябрь 1969 года он был аспирантом кафедры электроники СВЧ СГУ, а сразу после окончания аспирантуры и до октября 1970 года Юрий Павлович работал инженером в проблемной лаборатории СГУ. В период с 1970 по 1973 год — он старший научный сотрудник НИИ механики и физики (НИИМФ) СГУ, а с августа 1973 года и по декабрь 1981 года — заведующий лабораторией НИИМФ СГУ. В 1972 году Юрий Павлович защитил кандидатскую диссертацию на тему «Исследование некоторых особенностей взаимодействия электронных потоков в скрещенных полях с электромагнитными волнами в режиме больших сигналов» по специальности 01.04.03 – Радиофизика. В 1975 году получил ученое звание старшего научного сотрудника. С декабря 1981 года и по апрель 1996 года он работал доцентом кафедры общей физики.

В 1994 году золотой тройкой профессоров, в которую входили член-корреспондент РАН Д. И. Трубецков, профессор Ю. П. Шараевский и профессор Ю. И. Лёвин, на базе СГУ был организован Высший колледж прикладных наук — уникальная научно-образовательная структура, реализующая непрерывное образование на этапах «школа–вуз» и делающая основной упор на раннее вовлечение талантливых ребят в передовые научные исследования. Юрий Павлович работал профессором в Высшем колледже прикладных наук с 1995 по 1999 год, а также преподавал в созданном ими Лицее прикладных наук. Дмитрий Иванович, Юрий Павлович и Юрий Иванович вложили душу в создание колледжа, и их детище дало прекрасные результаты. С тех пор прошло более 30 лет, и сейчас выпускники Высшего колледжа прикладных наук (который впоследствии был переименован в факультет нелинейных процессов) реализовали себя как в науке (это кандидаты и доктора наук, работающие в России и за рубежом), так и в качестве специалистов, занимающих высокопоставленные должности в других сферах жизни. Число студенческих публикаций и выступлений на российских и зарубежных конференциях говорит о том, что это был конгломерат талантливых учителей и талантливых учеников. Глубокое фундаментальное образование, полученное нами на факультете нелинейных процессов, открыло многие дороги в жизни, а индивидуальный подход, энтузиазм наших преподавателей (Д. И. Трубецкова, Ю. И. Лёвина, Б. П. Безручко, С. П. Кузнецова и других), каждый из которых являлся именитым ученым в своей области, сформировал в нас тягу к научно-исследовательской деятельности и желание идти вперед в этом направлении.

В 1995 году Юрий Павлович защитил диссертацию «Нелинейные, многоволновые и шумовые явления в распределенных линиях передачи с гиромагнитными средами» на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.03 – Радиофизика. Начиная с 1981 года основным вектором научных интересов Юрия Павловича стала магнитоэлектроника. Данное направление бурно развивалось в нашей стране и за рубежом, так как открывало широкие перспективы по использованию спиновых волн в устройствах СВЧ-электроники. Такие волны легко возбуждаются, управляются внешним магнитным полем, потери при их распространении в ряде материалов (например, в тонких плёнках железо-иттриевого граната) малы. Кроме того, открываются широкие возможности по контролю спин-волновых возбуждений с помощью нагрузок разной физической природы с электрическим управлением. Эти преимущества использовались при создании фильтров, линий задержки, генераторов на спиновых волнах в электронной

промышленности. После ухода из жизни в 1991 году В. С. Стальмахова Юрий Павлович стал продолжателем этого научного направления в Саратовском университете, сплотив вокруг себя специалистов в данной области. В 2001 году Юрием Павловичем была организована лаборатория «Физика магнитных явлений» в Научно-образовательном институте (НОИ) «Открытые системы» СГУ. На начало организации лаборатории в её состав входили М. А. Морозова, С. В. Гришин, А. Н. Савин и И. А. Накрап. Позже в ее состав вошли Е. Н. Бегинин, Д. В. Романенко, С. Е. Шешукова и А. В. Садовников. В данной лаборатории проводился широкий круг экспериментальных и теоретических исследований по распространению спиновых волн в тонких ферромагнитных плёнках. Большое внимание уделялось нелинейным явлениям, солитонам, переходам к хаосу, модуляционной и параметрической неустойчивости, слоистым и латеральным связанным структурам на ферромагнитных плёнках, генераторным схемам.

Помимо того, что Юрий Павлович объединил и вдохновил общей идеей специалистов в области магнитоэлектроники, именно он задавал климат в научной группе. Творческая, доброжелательная обстановка очень способствовала самореализации, рождению новых идей и работе над ними. Я с огромной ностальгией вспоминаю те времена, когда Юрий Павлович ещё работал. В группе была всегда очень благоприятная атмосфера и большое желание работать больше и лучше. Не могу вспомнить, чтобы Юрий Павлович повышал на кого-то голос, критиковал, осуждал, давил. Его руководство было мягким и конструктивным, он скорее вдохновлял, мягко направлял, тем самым побуждая даже самого ленивого сотрудника к творческому поиску. Юрий Павлович давал возможность человеку, даже самому младшему лаборанту, поверить в себя и самореализоваться. Стиль научной работы Юрия Павловича — классический, академический, заключающийся в последовательном, методичном, глубоком погружении в проблему, исчерпывающей проработке вопроса без суеты и голословных утверждений.

Научная группа, созданная Юрием Павловичем, активно развивалась и сохранила всех своих сотрудников и научную направленность даже после его ухода из СГУ на пенсию. Сейчас в ней реализуется много грантов, выходят статьи, в том числе в журналах первого квартиля, делается серьёзный эксперимент с использованием мандельштам-бриллюэновской спектроскопии, микроволновой контрольно-измерительной зондовой станции и радиофизических измерений. В научной группе также ведутся теоретические исследования, строятся электродинамические модели, описывающие волновую динамику спиновых волн в тонких магнитных плёнках и структурах на их основе. Все это создано руками Юрия Павловича. Все работы являются идейным продолжением исследований, проводимых под его руководством и проводимых самим Юрием Павловичем. Созданный им научный коллектив постоянно омолаживается, в настоящее время в нем ведут научную работу порядка 10 аспирантов, магистров и студентов, решивших связать свою жизнь с наукой.

В 1993 году в издательстве Саратовского государственного университета вышла широко известная книга Юрия Павловича в соавторстве с Вашковским А. В. и Стальмаховым В. С. «Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот». Книга представляет собой практически учебник, в котором, начиная с азов, освещаются все основные вопросы, касающиеся природы, свойств, способов управления магнитостатическими волнами и устройств на магнитостатических волнах. С этой книги начинается знакомство с магнитоэлектроникой любого студента, увлекшегося этой темой. Она является настольной книгой для нас и других научных сотрудников, связавших свою жизнь с этой областью науки. Данная книга хорошо известна всему магнитному комьюнити как в России, так и за рубежом. Много раз иностранные коллеги обращались к нам с просьбой привезти или переслать им книгу Юрия Павловича.

Значимым шагом в развитии научной группы явилась победа в первом конкурсе мегагрантов (в рамках Программы Правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования) в 2010 г. совместно с академиком,

д.ф.-м.н. С. А. Никитовым. Победа в конкурсе позволила оснастить лабораторию высокотехнологичным оборудованием, что было большой редкостью для российских научных лабораторий тех лет. В рамках мегагранта был запущен первый в России комплекс мандельштам-бриллюэновской спектроскопии. С использованием методов оптической спектроскопии данный комплекс позволяет визуализировать динамику намагниченности внутри ферромагнитных плёнок по интенсивности рассеянного света на магнонах. Запуск данного комплекса позволил лаборатории выйти на мировой уровень и печататься в высокорейтинговых иностранных журналах. Было получено большое количество экспериментальных результатов, позволивших подтвердить ряд эффектов, предсказанных ранее в нашей лаборатории, как теоретически, так и качественно с использованием косвенных экспериментальных методов. В августе 2014 года нашей научной группой совместно с академиком, д.ф.-м.н. С. А. Никитовым был организован и проведён Международный семинар «Бриллюэновская и микроволновая спектроскопия магнитных микро- и наноразмерных структур» (BrilMics – 2014), в работе которого приняли участие ведущие учёные в области магнетизма из разных стран.

В эти годы одним из основных направлений деятельности Юрия Павловича становятся магнонные кристаллы. Магнонные кристаллы — это ферромагнитные плёнки с периодическими неоднородностями. При выполнении условий брэгговского резонанса в спектре спиновых волн в магнонном кристалле формируются запрещенные зоны — полосы непропускания. Вертикально и латерально связанные магнонные кристаллы были предложены для расширения функциональных возможностей по управлению линейными и нелинейными явлениями в таких структурах.




Слева направо: О. В. Матвеев, Е. Н. Бегинин, Ю. П. Шараевский, С. А. Никитов, М. А. Морозова, А. Ю. Шараевская, А. В. Садовников, С. Е. Шешукова, Д. В. Романенко на Международном семинаре «Бриллюэновская и микроволновая спектроскопия магнитных микро- и наноразмерных структур», BrilMics 2014 (пансионат «Волжские дали», Саратов, 5.08.2014)

Использование электрически управляемых нагрузок (полупроводниковых, сегнетоэлектрических, пьезоэлектрических, из нормального металла) также открыло новые возможности по управлению свойствами магнонных кристаллов за счёт взаимодействия возбуждений разной физической природы (влияния на спиновую волну деформаций, электрического и спинового тока, электромагнитных волн). В эти годы выходит коллективная монография «Spin Wave Confinement. Propagating Waves» edited by S. O. Demokritov. Second Edition. Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., USA. 2017. 448 p., в одной из глав которой [Chapter 2. Coupled Spin Waves in Magnonic Waveguides. Sharaevsky Yu. P., Sadovnikov A. V., Beginin E. N., Morozova M. A., Sheshukova S. E., Sharaevskaya A. Yu. , Grishin S.V., Romanenko D. V., Nikitov S. A.] освящались данные вопросы.

Отдельно хотелось бы остановиться на работе Юрия Павловича с молодыми сотрудниками и аспирантами. Он посвящал молодым ребятам, интересующимся наукой, огромное количество времени и сил. Мне кажется, в современном мире уже не осталось именитых ученых, которые так кропотливо, со всей душой отдают себя молодежи. Сразу всплывают воспоминания о вечерах, проведенных за увлекательными обсуждениями, о многочасовых дебатах и детальных обсуждениях. И это увлекало нас, тогда еще молодых ребят. После этого просыпался энтузиазм, желание докопаться до истины. Мы начинали понимать, как проходит непростой поиск истины и что такое работа настоящего учёного. Могу сказать, что определяющую роль в моём решении связать свою жизнь с наукой сыграла именно фигура Юрия Павловича, который заразил меня своей увлеченностью. Я не была предоставлена самой себе, всегда ощущалась надежная поддержка Юрия Павловича, который вдохновлял и направлял, а также детально вникал и прояснял любые вопросы, будь то наши пробелы в образовании или сложный неоднозначный механизм явления. Подготовленные Юрием Павловичем кандидаты наук (М. А. Морозова, С. В. Гришин, А. Н. Савин и С. Е. Шешукова) и доктора наук (М. А. Морозова) продолжают его дело, воспитывают уже своих учеников и передают им дух школы, заложенной Юрием Павловичем, и стиль его работы.

В научной работе Юрий Павлович был очень педантичен, будь то выводы формул на несколько десятков листов, написание научной статьи или работа с аспирантской диссертацией. Всё делалось очень скрупулёзно и четко. Выводы формул проводились подробно и предельно аргументировано, любые допущения серьезно аргументировались и многократно выверялись. В результате получалась работа превосходного качества, работа на совесть, даже в десятки раз больше, чем на совесть. Когда мною была написана кандидатская диссертация, я даже не могла предположить, что это только середина работы, а впереди ещё долгие месяцы вычищения и доведения ее до качественного уровня под кропотливым руководством Юрия Павловича.

Вспоминаются наши совместные с Юрием Павловичем поездки на Международную Крымскую конференцию «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо’2007, Севастополь) и на XV Международную конференцию «Радиолокация и радиосвязь» (Москва – Фирсановка). И каждый раз я возвращалась вдохновленной на новые идеи не только от самих конференций, но и от общения с Юрием Павловичем. Общение с ним в неформальной обстановке было очень интересным. Он был очень разносторонним, компанейским человеком, с ним рядом никогда не было скучно не только в стенах университета, но и за его пределами.

Юрий Павлович был награждён многими знаками отличия, в том числе нагрудным знаком «Победитель соцсоревнования» (1975), нагрудным знаком «Изобретатель СССР» (1987), медалью «Ветеран труда» (1989), медалью «За особые заслуги перед СГУ» (2009). Он был членом диссертационного совета Д 212.243.01 при СГУ. С 2000 по 2004 год — член экспертного совета по физике Программы «Университеты России», в 2000–2003 годы — член экспертного совета по радиофизике Российского фонда фундаментальных исследований. Член Организационного комитета и Программного комитета Саратовских международных зимних школ-семинаров по электронике сверхвысоких частот и радиофизике (проводятся с 1970 года). Член Международного института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике (IEEE) с 2003 года.



Ю. П. Шараевский и М. А. Морозова на Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», КрыМиКо’2007 (Севастополь, 9.09.2007, фото С. В. Гришина)

С 2000 по 2002 годы Юрий Павлович работал в ректорате СГУ в должности начальника управления научной деятельности. Юрий Павлович стал первым заведующим кафедрой нелинейной физики на факультете нелинейных процессов и много лет (2000–2014) заведовал этой кафедрой, а затем работал профессором кафедры (2015–2021). За время его работы кафедра выпустила целую плеяду молодых специалистов, пожелавших связать свою жизнь с наукой. При Юрии Павловиче кафедра активно развивалась и крепла. В коллективе кафедры царила очень доброжелательная атмосфера, которую мог создать только он. Юрий Павлович справедливо решал все возникающие вопросы, ценил и поддерживал каждого сотрудника кафедры. Его авторитет на кафедре был непререкаем. После ухода Юрия Павловича на пенсию кафедра полностью сохранила свой вектор развития, его дело живёт и постоянно развивается.

Юрий Павлович большую часть себя отдавал работе со студентами. Он был талантливым классическим университетским лектором, лектором от Бога. Его лекции и наглядные демонстрации по механике, молекулярной физике, электричеству и магнетизму, электродинамике вдохновляли студентов, были доступны и читались с большой отдачей. На своих лекциях Юрий Павлович всегда показывал опыты, будь то изменение плоскости качания маятника Фуко, закон сохранения момента импульса в действии при вращении на скамье Жуковского или объяснение закона сохранения импульса при катании на скейте. Большой удачей для студентов становилось то, что их обучение физике начиналось именно с его лекций. Глубокое терпение, уважение к студенту, который может часто что-то не понимать, и способность объяснить просто сложные вопросы — эти качества Юрия Павловича открыли мир физики многим, тогда ещё совсем зеленым студентам.

Наконец, стоит подчеркнуть важные черты характера Юрия Павловича. Он всегда проявлял доброту и открытость к людям, независимо от их возраста или статуса — будь то начинающий студент или опытный профессор. Юрий Павлович умел создавать вокруг себя атмосферу творчества и взаимопонимания и заражать окружающих своими идеями. Он неизменно был душой любой компании.

Статьи, вошедшие в этот номер журнала, посвященный памяти Юрия Павловича, во многом очерчивают те научные направления, которые входили в круг его интересов. В номер вошли работы, посвященные особенностям распространения возбуждений в ферромагнитных и антиферромагнитных материалах, а также основам работы устройств функциональной обработки сигналов на принципах магноники.

Мы бы хотели, чтобы читатель данного памятного выпуска отдал должное Юрию Павловичу, человеку, сделавшему неимоверно много для развития магнитоэлектроники как в СГУ, так и в мире в целом, на лекциях которого выросло не одно поколение молодых физиков. Юрий Павлович оставил после себя преданных учеников и светлые научные идеи, которые послужат вдохновением ещё не одному поколению учёных. И пусть его путь — путь служения науке, преподаванию, людям — не прервётся с его уходом. Пока живут его дела, он остаётся с нами.

*М. А. Морозова*, ученица Юрия Павловича Шараевского,
директор СФ ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН,
профессор кафедры нелинейной физики СГУ, д.ф-м.н.

## Юрий Павлович Шараевский и его путь к воссозданию направления «Магнитоэлектроника» в Саратовском университете

Летом 1997 года после защиты дипломной работы на кафедре общей физики у меня состоялся разговор с д.ф.-м.н., профессором этой кафедры Юрием Павловичем Шараевским. Юрий Павлович предложил мне работать в его научной группе в должности инженера-физика. Я был очень увлечен физическим экспериментом, а моя дипломная работа была посвящена экспериментальному исследованию линзовой антенны СВЧ-диапазона, которую я собственноручно изготовил и исследовал, проведя измерения ее характеристик с моим руководителем диплома, доцентом кафедры общей физики, к.ф.-м.н. Валерием Васильевичем Гурзо. Валерий Васильевич и Юрий Павлович совместно занимались наукой на кафедре общей физики, поэтому Юрий Павлович был в курсе моих успехов (моя дипломная работа заняла второе место среди дипломных работ, выполнявшихся в том учебном году на физическом факультете, уступив только дипломной работе соросовского студента с кафедры оптики). В 1995 году, защитив докторскую диссертацию, Юрий Павлович начал создавать научную группу, нацеленную прежде всего на радиофизический эксперимент. В то непростое время, время «лихих 90-х», она была немногочисленной и состояла всего из двух человек — к.ф.-м.н. Ирины Александровны Накрап и Александра Николаевича Савина. Они занимались экспериментальными исследованиями лампы бегущей волны (ЛБВ) на цепочке связанных резонаторов, но из-за нехватки финансирования данной тематики стали осваивать новое для себя направление — магнитоэлектронику, которое курировал Юрий Павлович. В те годы научная группа Юрия Павловича размещалась на площадях НИИМФ СГУ в комнате № 37, входившей в состав лаборатории № 13, заведующим которой был к.ф.-м.н. Александр Владимирович Толстиков. Я сразу согласился на предложение Юрия Павловича и с 1 августа 1997 года приступил к работе.

Научная тематика, которой занимался Юрий Павлович, была связана со спиновыми волнами и устройствами на их основе. Про спиновые волны Юрий Павлович рассказывал нам, студентам, в рамках спецкурса «Магнитоэлектроника сверхвысоких частот», который он читал на кафедре общей физики. Кроме того, выполняя курсовые работы у Юрия Павловича, я должен был провести расчеты дисперсионных характеристик электромагнитных волн (ЭМВ), распространяющихся в ферритовых средах, при разной ориентации внешнего постоянного магнитного поля. Однако эту работу в те годы я не смог довести до конца, и Юрий Павлович как опытный педагог



Слева направо: С. В. Гришин, Ю. П. Шараевский, И. А. Накрап и А. Н. Савин в лаборатории «Физика магнитных явлений» Научно-образовательного института «Открытые системы» СГУ (25.12.2002)

и наставник решил, что мое более основательное знакомство с магнитоэлектроникой должно начаться не с эксперимента, а именно с недоделанной мною курсовой работы по расчету дисперсионных характеристик ЭМВ. С поставленной задачей я справился и очень благодарен ему за это. Ведь полученные теоретические знания в области электродинамики ферритов впоследствии позволили мне решать электродинамические задачи по расчету спектров ЭМВ в более сложных ферромагнитных структурах: ферро- и антиферромагнитных метаматериалах и полупроводниках, которые на сегодняшний день представляют интерес для устройств магноники и магнонной спинтроники. Я помню мудрую фразу Юрия Павловича: «Знаний лишних не бывает», и, как показало время, это действительно так.

Мое увлечение электродинамикой ферритов было прервано в начале 2000-х годов. К тому времени Юрий Павлович полностью перешел работать в Высший колледж прикладных наук, созданный при СГУ на правах факультета, который затем был преобразован в факультет нелинейных процессов. Юрий Павлович возглавил кафедру нелинейной физики на этом факультете, занял должность начальника управления научной деятельности СГУ и вошел в директорат Научно-образовательного центра (НОЦ) «Нелинейная динамика и биофизика», созданного в 2000 году в Саратовском университете в рамках совместной Российско-Американской Программы «Фундаментальные исследования и высшее образование». В НОЦ он руководил образовательной компонентой. В одну из встреч Юрий Павлович предложил мне выбрать экспериментальную задачу, так как считал, что я уже накопил определенный теоретический багаж знаний и могу, опираясь на него, осознанно приступить к выполнению эксперимента. Экспериментальных задач было две, и надо было выбрать одну из них. Причем обе задачи были нелинейными. Выбор нелинейной тематики был обусловлен тем, что научная группа Юрия Павловича Шараевского входила в научную школу Дмитрия Ивановича Трубецкова, которая занималась изучением нелинейных явлений в системах различной природы. Первая задача предполагала проведение экспериментальных

исследований распространения солитонов огибающей магнитостатических спиновых волн (МСВ) в одиночных и связанных пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ). К теоретической части этой задачи Юрий Павлович подключил свою молодую аспирантку Марию Морозову, которая впоследствии защитила по данной нелинейной тематике не только кандидатскую, но и докторскую диссертации и сейчас возглавляет Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН имени В. А. Котельникова. Вторая задача базировалась на экспериментальных результатах, полученных В. В. Гурзо, с которым Юрий Павлович продолжал поддерживать научную связь. Валерий Васильевич предложил использовать для возбуждения МСВ, распространяющихся в ферритовых пленках, микрополосковый резонатор и экспериментально показал, что данная система при изменении напряженности внешнего постоянного магнитного поля ведет себя подобно системе двух индуктивно связанных колебательных контуров при изменении собственной частоты одного из них. Юрий Павлович предложил исследовать эту систему в нелинейном режиме и построить по экспериментальным данным простую радиофизическую нелинейную модель на основе эквивалентных RLC-схем, в которой сопротивление одного из контуров будет иметь нелинейную зависимость от входной мощности. Такая модель позволила бы анализировать прохождение сложных сигналов, включая шумовые, через резонансную систему, содержащую нелинейную ферритовую среду. Я выбрал вторую задачу, и ее решение дало мне возможность защитить кандидатскую диссертацию в 2006 году. Впоследствии к выполнению теоретической части этой задачи Юрий Павлович привлек еще одного своего ученика — Артура Давояна, который сейчас работает в Калифорнийском университете. В те далекие годы никто и предположить не мог, что данные исследования будут актуальными для нового научного направления, известного сегодня как резонаторная магноника, в котором изучение гибридизации квазичастиц магнонов с другими квазичастицами (например, с фотонами) представляет интерес как для квантовых вычислений, так и сенсорики.

Необходимо отметить, что становление Юрия Павловича как преподавателя, лектора и специалиста в области магнитоэлектроники проходило на кафедре общей физики, которую до конца 1991 года возглавлял заслуженный деятель науки РСФСР, д.ф.-м.н., профессор Всеволод Семенович Стальмахов. Именно на кафедре общей физики Юрием Павловичем была создана нелинейная нестационарная модель трехволновых параметрических процессов распада МСВ в пленках ЖИГ, которые лежат в основе работы таких нелинейных устройств на МСВ, как ограничители мощности и «усилители отношения сигнал/шум» или шумоподавители. Совместно с В. В. Гурзо он принимал участие в разработке и создании нелинейных устройств на МСВ, работающих на параметрических процессах распада, для использования их в радиолокации, связи и телевидении. Результаты этих исследований были внедрены им в учебный процесс в виде спецкурсов «Колебания и волны в твердых телах» и «Магнитоэлектроника сверхвысоких частот». При непосредственном участии Юрия Павловича на кафедре общей физики был создан новый спецпрактикум, организован филиал кафедры общей физики в Производственном объединении «Тантал» и отраслевая лаборатория «Магнитоэлектроника» в СГУ. В соавторстве с А. В. Вашковским и В. С. Стальмаховым он издал монографию «Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот» с грифом ГК РФ по высшему образованию, которая стала настольной книгой для многих студентов и специалистов в области спин-волновой электроники.

Юрий Павлович относился к категории научных работников, которые старались привить своим ученикам любовь не только к решению теоретических задач, но и к радиофизическому эксперименту. А с этим в конце 90-х и начале нулевых было туго. Юрию Павловичу удалось сохранить в годы разрухи комплекты пленок ЖИГ, которые уже перестали выпускаться у нас в стране, и это предопределило дальнейшее развитие экспериментальных исследований в созданной им научной группе. В те годы эксперименты в области магнитоэлектроники продолжал вести В. В. Гурзо, и Юрий Павлович всячески поощрял мое сотрудничество с ним. Неоценимую помощь

в разработке и создании макетов микрополосковых резонаторов, транзисторных усилителей, а также других СВЧ-компонент для решения нелинейных задач нам оказал начальник лаборатории № 3 отдела 201 АО НПЦ «Алмаз-Фазотрон» Валерий Сергеевич Гришин, с которым Юрий Павлович сотрудничал при написании докторской диссертации. Обнаруженный ими эффект «аномального» подавления шумового сигнала при его прохождении через «шумоподавитель» на МСВ был одной из «изюминок» экспериментальной части диссертации Юрия Павловича. С Валерием Васильевичем и Юрием Павловичем мы постоянно обсуждали полученные экспериментальные результаты, на основе которых было опубликовано несколько научных статей в журнале «Радиотехника и электроника». Однако затем Валерий Васильевич начал заниматься тематикой, связанной с созданием измерителей слабых магнитных полей на основе генераторов с ЖИГ-сферами, под руководством А. А. Игнатьева, и наше научное сотрудничество с ним прекратилось.

Генераторная тематика вошла в группу Юрия Павловича начиная с 2006 года благодаря активному сотрудничеству с научной группой Александра Евгеньевича Храмова (на тот момент уже молодого доктора наук) и Алексея Александровича Короновского — учениками Дмитрия Ивановича Трубецкова. Они исследовали динамический хаос в автоколебательных системах различной природы (в том числе с ЛБВ и многорезонаторными пролетными клистронами), а создание перестраиваемых магнитным полем твердотельных источников хаоса на основе пленок ЖИГ (нелинейного пассивного элемента) и усилителей на полевых транзисторах сулило перспективой получения широкополосных хаотических СВЧ-сигналов без использования широкополосных вакуумных усилительных ламп. В те годы широкополосные хаотические СВЧ-сигналы представляли интерес для систем прямохаотической передачи информации, и Юрий Павлович, понимая перспективность этих исследований, дал добро на начало проведения экспериментальных работ в этом направлении. К тому же разработанная им ранее нелинейная нестационарная модель для трехволновых параметрических процессов распада спиновых волн при учете усиления давала генерацию хаотического сигнала, что хорошо согласовывалось с экспериментом.

К этому времени научная группа Юрия Павловича переехала из комнаты № 37 в комнату № 35, которая была в два раза больше предыдущего помещения. В научную группу Юрия Павловича вошли Евгений Николаевич Бегинин — к.ф.-м.н., доцент кафедры нелинейной физики (бывший сотрудник кафедры общей физики), и аспирант Юрия Павловича — Дмитрий Владимирович Романенко. На новых площадях была организована лаборатория «Физика магнитных явлений», в которой стали развиваться два научных направления. Одно из них было связано с исследованием солитонов огибающей спиновых волн в одиночных и связанных ферромагнитных пленках, а другое — с изучением хаотической динамики автоколебательных систем на основе ферромагнитных пленок. Юрий Павлович поддерживал дружеские отношения с Борисом Савельевичем Дмитриевым, который вместе с Юрием Павловичем перешел работать с кафедры общей физики на факультет нелинейных процессов. Борис Савельевич прекрасно читал лекции по курсу общей физики и занимался экспериментальными исследованиями динамического хаоса в автоколебательных системах на основе многорезонаторных пролетных клистронов. Эти эксперименты он проводил совместно с д.ф.-м.н., профессором Юрием Дмитриевичем Жарковым (научным руководителем кандидатской диссертации Б. С. Дмитриева) и Валентином Николаевичем Скороходовым — сотрудниками кафедры электроники, колебаний и волн. Их комната № 42 находилась напротив 35-й комнаты. Мы часто заходили в гости к Борису Савельевичу, черпали у него «генераторные» идеи, которыми он охотно делился, и адаптировали их применительно к МСВ-генераторам хаоса. «Профессор из народа», как любил называть себя Борис Савельевич, периодически подтрунивал над жизненной позицией Юрия Павловича, «толстовца-непротивленца». Однажды Борис Савельевич спросил меня, улыбаясь: «Сережа, ты уважаешь Юрия Павловича?». Возникла пауза, и Юрий Павлович, смеясь, сказал: «Боря, не порть мне Сережу». И в этом был весь Юрий Павлович — добрый и мягкий человек.



Слева направо: Ю. П. Шараевский, Б. С. Дмитриев, С. В. Гришин, А. Е. Храмов и А. А. Короновский (Крым, Севастополь, 13.09.2004)

В период с 2003 по 2010 годы научная группа Юрия Павловича стала принимать участие в работе Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», которую Юрий Павлович с Борисом Савельевичем посещали с завидным постоянством. Такие поездки проходили всегда в одно и то же время — в начале сентября, в разгар бархатного сезона. Туристов было уже не так много на пляжах, а море было еще теплым. Поездки в Крым всегда сопровождались шумными компаниями и историями, которые иногда заканчивались самым непредсказуемым образом. Один из курьезных случаев произошел в 2008 году, когда на Крымскую конференцию с Юрием Павловичем поехали только два человека: ваш покорный слуга и Е. Н. Бегинин. Конференция проходила в штатном режиме: заседания и выступления с докладами чередовались с походами на пляж и купанием в море. Погода располагала к таким прогулкам, и ничто не предвещало беды. В одну из них мы шли к пляжу «Солнечный», расположенному рядом с Херсонесом, и наткнулись на забор из ракушечника, отделяющего территорию пляжа от исторической части старого города. Забор был очень длинным, и для того, чтобы попасть на пляж, надо было либо идти вдоль забора к центральному входу на пляж, либо перелезть через забор. Было очень жарко и так хотелось поскорее окунуться в море, что одному из трех, наиболее молодому человеку (этим молодым подстрекателем был я), сразу понравился второй вариант. Найдя место, где забор был не таким высоким, я залез на него и спрыгнул вниз, оказавшись по ту сторону забора. Юрий Павлович, видя, что у меня это не вызвало особых трудностей, решился не отставать от молодежи. Он влез на забор, хотя Евгений Николаевич всячески отговаривал его от этого опрометчивого поступка. Я хотел подстраховать Юрия Павловича, предложив ему свою помощь, чтобы он по стеночке аккуратно спустился вниз. Но Юрий Павлович был не удержим — он не хотел казаться в наших глазах беспомощным пенсионером (на тот момент ему шел 66 год). Последовал прыжок, что-то тихо хрустнуло, Юрий Павлович крикнул «ой» и так и остался сидеть на земле в согнутом положении на корточках. Как потом выяснилось, под его левой пяткой

оказался маленький камушек, на который он приземлился всей массой своего тела. Взяв Юрия Павловича под руки, мы попытались довести его до пляжа, чтобы он хотя бы окунулся в воду, к которой мы все так стремились. Но боль в ноге усиливалась, и нам пришлось вызвать такси, чтобы довести Юрия Павловича до ближайшего травмпункта. Выяснилось, что у Юрия Павловича закрытый перелом пятки, и ему наложили гипс. Из травмпункта он вышел на костылях, и мы сразу повезли его в гостиницу, чтобы там с помощью известных народных средств постараться избавить его от мрачных мыслей. Мы приободряли Юрия Павловича и подшучивали, что через границу мы повезем его как контрабандиста из фильма «Бриллиантовая рука». Я помню, как мы с Евгением Николаевичем поздно ночью на такси доставили Юрия Павловича с поезда до квартиры и как было неловко перед его женой, Татьяной Михайловной, когда она увидела Юрия Павловича на костылях. Пятка у Юрия Павловича скоро срослась, но небольшая хромота осталась как напоминание о последствии его неугасаемого юношеского задора.

После 2010 года жизнь в научной группе Юрия Павловича стала меняться кардинальным образом. Спин-волновая тематика вошла в одно из научных направлений мегагранта, в рамках которого изучалось распространение и взаимодействие спиновых волн в магнитных метаматериалах (магнонных кристаллах) — искусственно созданных магнитных средах со свойствами, не встречающимися у традиционных магнетиков. Руководителем мегагранта был член-корреспондент РАН Сергей Аполлонович Никитов, а руководителем направления «Магнонные кристаллы» — Юрий Павлович Шараевский. В научной группе появилась молодежь: Светлана Евгеньевна Шешукова, защитившая кандидатскую диссертацию под руководством Юрия Павловича, Александр Владимирович Садовников, ставший впоследствии заместителем директора НИИМФ СГУ, и Анна Юрьевна Шараевская, для которой работа в научной группе Юрия Павловича послужила неким трамплином в дальнейшую самостоятельную взрослую жизнь.



Сотрудники лаборатории «Метаматериалы». Слева направо: нижний ряд — Ю. П. Шараевский, М. А. Морозова, С. Г. Сучков, Е. Н. Бегинин; верхний ряд — А. В. Садовников, Ю. В. Никулин, Ю. В. Хивинцев, Е. С. Павлов, А. Н. Литвиненко, О. В. Матвеев, А. А. Грачев, Д. С. Сучков, С. В. Гришин и Д. В. Романенко

Юрий Павлович всегда старался быть на острие передовых исследований, что способствовало нашему научному росту. Так, в лаборатории «Метаматериалы» при активном содействии Сергея Аполлоновича Никитова появилась установка бриллюэновской спектроскопии, которых во всем мире насчитывалось не более десяти штук, и все они находились в ведении ведущих мировых научных групп в области магнетизма. Это дало толчок к изучению физики колебательных и волновых процессов в магнитных метаматериалах, что привело к росту количества наших публикаций по данной тематике в высокорейтинговых научных журналах. С появлением мегагранта появилась также возможность участвовать с докладами на международных научных конференциях, проводимых за рубежом. На эти конференции Юрий Павлович всегда направлял молодежь, хотя такие поездки были достаточно дорогостоящими. Жизнь в лаборатории кипела, и все мы дружно отмечали различные праздники и события, происходившие в группе.

Оглядываясь назад и вспоминая годы, прожитые в научной группе Юрия Павловича, я бесконечно благодарен судьбе за то, что Юрий Павлович пригласил меня работать к нему в группу, где я сформировался как специалист, чувствуя постоянную поддержку и отеческое отношение к себе с его стороны. Юрий Павлович был мудрым, спокойным и очень человечным, с хорошим чувством юмора, что особенно нравилось окружавшей его молодежи, которая с большим уважением относилась к нему. Хочу заметить, что далеко не каждая научная группа может похвастаться тем, что работающие в ней молодые сотрудники создают семьи (в нашем случае — «магнитные пары») и находят время растить и воспитывать детей, занимаясь одновременно наукой. А в группе Юрия Павловича такое было и не единожды. Одна из свадеб очередной «магнитной пары», проходившая в августе 2019 года, собрала вместе и Юрия Павловича, и его «старых» университетских друзей-коллег, как оказалось, в последний раз.



Слева направо: Е. С. Титова, С. Е. Шешукова, М. А. Морозова, С. В. Гришин, А. С. Бир, Б. С. Дмитриев, Ю. И. Лёвин, Ю. П. Шараевский и Д. В. Романенко (Саратов, 19.08.2019, фото А. В. Садовникова)




Слева направо: студентка Е. В. Зарькова, С. В. Гришин, Ю. П. Шараевский, аспирант Д. В. Романенко на праздновании Нового года (35 комната СГУ, декабрь 2011 года, фото А. В. Садовникова)

Юрий Павлович останется в моем сердце как пример настоящего университетского человека, педагога и наставника, к которому я всегда относился с большим уважением и теплотой. С ним было легко работать и весело жить, а самое главное, он смог создать вокруг себя благоприятную творческую атмосферу благодаря своему высокому научному профессионализму и незаурядным человеческим качествам! Для более старшего поколения он останется в памяти как наш «Шар» — настоящий друг, любимец женщин и душа компании!

*С. В. Гришин*, ученик Юрия Павловича, заведующий кафедрой электроники колебаний и волн СГУ, к.ф-м.н.

### О Юрии Павловиче Шараевском: из воспоминаний ученика

Юрий Павлович Шараевский — один из ведущих учёных в области физики магнитных структур, выдающийся лектор и педагог, долгое время заведовавший кафедрой нелинейной физики факультета нелинейных процессов Саратовского государственного университета, — был моим первым научным руководителем.

Моё знакомство с Юрием Павловичем началось ещё в 2002 году, когда, будучи студентом первого курса, я выбирал тематику научной работы. У совсем недавно сформированного факультета, у истоков которого стоял и сам Юрий Павлович, было что предложить молодым студентам и аспирантам. Привлёкший одних из самых энергичных и активных учёных университета, факультет поражал большим разнообразием тем и направлений для научной деятельности в самых передовых областях: тут и биофизика нелинейного отклика клеток, и вейвлетный анализ, и синхронизация хаотических систем — обширный спектр задач для пытливых умов. Однако именно лаборатория Юрия Павловича заинтересовала меня более всего.

После нескольких лекций Юрия Павловича по общей физике, которые он читал нам, студентам-первокурсникам, заворожённый гармонией, структурой и красотой их изложения, я захотел узнать больше о научной работе и лаборатории этого выдающегося профессора. Я не ошибся: Юрий Павлович уделял столь же пристальное внимание и организации научной работы, и самому научному подходу. Последующие пять лет я посвятил изучению нелинейных волн в магнитных микроструктурах под его руководством. Научные вопросы и задачи, которыми задавался Юрий Павлович, удивительным образом сочетали в себе как фундаментальную глубину, где он старался заглянуть в суть явлений и понять, почему процессы происходят именно таким образом, так и практическую значимость исследуемых систем, где было чёткое представление о важности проводимых исследований. Интересно отметить и сам подход к решению поставленных задач, который включал хорошо спланированные эксперименты на основе выверенных гипотез, детальную теорию, выведенную практически с первооснов, и численное моделирование, связывающее эксперимент и теорию. Такое внимание к практической значимости фундаментальной задачи и разносторонность самого научного подхода за многие годы моей научной карьеры встречались мне достаточно редко — лишь в отдельных передовых лабораториях. Эту школу и этот опыт я стараюсь применять и в своих исследованиях сегодня. Стоит отметить и внимание Юрия Павловича к организации самого научного процесса. Тогда, в начале 2000-х, он находил ресурсы и возможности для оснащения лаборатории. Стараниями Юрия Павловича лаборатория была прекрасно организована, ухожена и оборудована. Закупались передовые измерительные установки, программное обеспечение, дорогостоящая аппаратура для генерации и детектирования СВЧ-излучения. Это была одна из лучших лабораторий СГУ, через которую прошло не одно поколение талантливых ребят, получивших бесценный опыт в эксперименте, теории и моделировании.

Под руководством Юрия Павловича мои первые работы были посвящены прохождению магнитостатических волн в микрополосковых резонаторах и физике спиновых волн — спин-волновым «пакетикам», как ласково он их называл. Помнится, как он давал мне свои выводы по этим «волновым пакетикам» — очень аккуратно исписанные и пронумерованные листы формата А4. Этот стиль аккуратной нумерации страниц, формул, заголовков и подзаголовков я пронёс через все эти годы: и сегодня каждая моя работа начинается именно так — с чистых листов А4, красиво пронумерованных и озаглавленных. Наверное, именно благодаря знакомству с этим стилем теория стала неотъемлемой частью моей научной карьеры. Ведь залог грамотного вывода, особенно в случае построения сложных и объёмных выкладок, во многом зависит от аккуратности и чёткости изложения, а также методичного применения методов математической физики. Интересно, что теоретическая работа по нелинейной генерации спин-волновых пакетов откликнулась многими годами позже. Так, в 2018 году я исследовал спонтанное излучение квантово-запутанных фотонов на половинной частоте в метаструктурах с квадратичной нелинейностью. В этой работе я использовал элементы теоретических приёмов и подходов, которые когда-то мы обсуждали с Юрием Павловичем при изучении спиновых «пакетиков».

Юрий Павлович остаётся в памяти не только моим первым научным руководителем, но и человеком, показавшим всю красоту и многообразие физики в самом начале моего пути. Именно благодаря работе с ним я твёрдо понял, что хочу заниматься наукой и стать учёным. Сегодня ко мне часто приходят студенты-бакалавры за советом о том, какой путь выбрать, стоит ли вообще заниматься научной работой, ведь индустрия сулит значительные карьерные перспективы. Вспоминая свою работу с Юрием Павловичем и всю ту красоту физики, которую я увидел тогда, в начале нулевых, я чётко осознаю, что у меня такого выбора, к счастью, не могло и быть. Как истинный руководитель, Юрий Павлович всегда поддерживал меня во всех начинаниях. При его неоценимой поддержке вышли мои первые научные работы, состоялись первые конференции и произошло знакомство со всей глубиной научного мира. Юрий Павлович всегда вводил нас в курс дел лаборатории. Даже будучи студентом, я ощущал себя полноценным участником её жизни и будущего. Хотелось приложить максимум усилий для её роста и благополучия, что говорит о дальновидности и управленческих талантах Юрия Павловича.

Как я уже отмечал, Юрий Павлович был не только прекрасным учёным и руководителем, но и выдающимся лектором. Его лекции по основам электричества и магнетизма, а также по механике твёрдого тела я запомнил очень хорошо. Волей судьбы и мне пришлось читать эти же предметы уже в университетах Америки — в Университете Пенсильвании, а затем и в Калифорнийском университете в Лос-Анджелесе. На каждой лекции вспоминается, как прекрасно читал и вёл эти курсы Юрий Павлович. Вспоминаются «картошечки», которые он рисовал на занятиях по механике, или маленькие шпаргалки к лекциям. Удивительный стиль изложения, запомнившийся на десятилетия, сочетал в себе простоту и ясность подачи материала и в то же время передавал всю глубину и красоту физики.

В последний раз мне удалось пообщаться с Юрием Павловичем летом 2018 года. Тогда он показывал свою новую, прекрасно оборудованную лабораторию, где была установлена одна из немногих в мире установок для бриллюэновской спектроскопии, что вывело Саратов на передовой край исследований магнонных структур и других квазичастиц физики твёрдого тела. Благодаря достижениям Юрия Павловича Саратов был и остаётся одним из ведущих центров по исследованию магнитных материалов; ещё не одно поколение ребят сможет получить здесь бесценный опыт.

Светлая память выдающемуся учёному, руководителю, профессору и организатору науки.

*А. Р. Давоян*, ученик Юрия Павловича, Ph.D.,
доцент Университета Калифорнии, Лос-Анджелес

## Спокойный голос науки: памяти Юрия Павловича Шараевского

Наружный блеск рассчитан на мгновенье,
А правда переходит в поколенья.
*И. В. Гёте, «Фауст» (перевод Б. Л. Пастернака)*

После защиты кандидатской диссертации в 2012 году мне посчастливилось присоединиться к научной группе Юрия Павловича Шараевского, тогда я ещё не до конца осознавал, насколько повезло мне стать его учеником.

В Германии, в группе профессора С. О. Демокритова, я получил первое знакомство с выполнением работ на экспериментальной установке спин-волновой спектроскопии и освоил методы микромагнитного моделирования — тогда это было для меня новым и захватывающим миром. Вернувшись в Россию, я очень хотел найти поддержку и почву для развития этих интересов. И именно Юрий Павлович стал тем человеком, который не просто принял меня в свою команду, но и поддержал, направил, помог интегрировать зарубежный опыт в научную традицию своей группы и университета.

Мой интерес к эксперименту, пробудившийся в Германии, обрёл в Саратове глубокий теоретический фундамент. Задел в области электродинамического моделирования, полученный ранее в группе профессора Н. М. Рыскина и доцента А. Г. Рожнёва, позволил мне быстро войти в тематику магноники и спин-волновой электроники, для начала, однако, со стороны математического моделирования. Юрий Павлович с коллегами показали мне, как соединить теорию и практику, как превратить расчёт в прототип устройства, а наблюдение — в физическое понимание и описание на языке математики. Он был не просто учёным, а настоящим мастером электродинамики спиновых волн. Его знание классической и квантовой картины мира было исключительным: он умел «видеть» поля, волны и взаимодействия так, как будто они были материальными объектами. Это мастерство отражалось и в его преподавании: курс общей физики, который он читал на факультете нелинейных процессов, отличался ясностью, глубиной и внутренней логикой. Слушать его лекции было не просто полезно — это было красиво.

Но, пожалуй, самое важное, что Юрий Павлович дал мне и многим другим — это стиль научного и человеческого общения. Он всегда был выдержанным, тактичным, внимательным. Никогда не перебивал, всегда выслушивал до конца, даже если вопрос казался наивным. И давал советы — не импульсивные, не поверхностные, а взвешенные, продуманные, основанные на многолетнем опыте и глубоком понимании сути проблемы. В его кабинете, где мы все в то время собирались вместе, можно было говорить о науке часами и каждый раз оставаться с ощущением, что ты продвинулся вперёд.

Во многом благодаря Ю. П. Шараевскому и Д. И. Трубецкову в Саратове удалось сохранить направление спин-волновой электроники в непростые 2000-е годы, когда многие научные школы исчезали. Благодаря его настойчивости, авторитету и стратегическому видению это направление не просто выжило — оно расцвело. Особенно ярко это проявилось в 2010-х годах, когда при поддержке академика С. А. Никитова в СГУ была создана лаборатория «Метаматериалы» в рамках мегагранта. Юрий Павлович сыграл ключевую роль в становлении этой лаборатории: он определил одно из её главных научных направлений — «Магнонные кристаллы» — и возглавил его. Под его руководством была запущена серия проектов в области магноники, включая исследования управляемых спин-поляризованным током устройств, нелинейных волновых процессов и функциональных магнитных метаматериалов. В настоящее время эти исследования очень актуальны и уже созревают первые плоды. Дело в том, что стремительный рост энергопотребления при реализации задач машинного обучения и искусственного интеллекта требуют перехода от заряд-зависимых технологий к принципиально новым парадигмам обработки информации. В этом контексте магноника, изучающая коллективные спиновые возбуждения (магноны) в магнитоупорядоченных материалах, становится одним из ключевых направлений фундаментальной и прикладной физики. Спиновые волны способны передавать, хранить и обрабатывать информацию без переноса электрического заряда, что позволяет избежать джоулева нагрева и преодолеть частотный предел (несколько гигагерц), присущий традиционным КМОП-процессорам. Благодаря синергии материаловедения, нанотехнологий и радиофизики сегодня уже создаются магнонные схемы в диапазоне частот 5G и выше, а функциональные элементы — от интерферометров и резонаторов до голографических запоминающих устройств — демонстрируют потенциал для реализации вычислений внутри блока памяти, нейроморфных сетей и машин Изинга. Особенно перспективны гибридные структуры и квантово-магнонные платформы, которые открывают путь к новым классам устройств с уникальными функциональными возможностями. Дальнейшее развитие области будет определяться как поиском новых материалов с низким затуханием (возможно, есть такие, которые могут быть лучше железо-иттриевого граната), так и созданием универсальных принципов управления магнонными потоками в многопортовых интегрированных схемах. Эти усилия направлены не только на расширение фундаментальных знаний, но и на создание энергоэффективных альтернатив современным вычислительным архитектурам. Сегодня, продолжая эту работу, начатую задолго до нашего рождения, мы осознаём, насколько велика научная и педагогическая




Профессор Ю. П. Шараевский на своем рабочем месте в руках держит опубликованную совместно с учениками монографию, вышедшую в международном издательстве (фото А. В. Садовникова)

заслуга учителя, Ю. П. Шараевского. Он не просто выдающийся физик, автор более 200 публикаций, трёх монографий и десятков патентов. Он — Учитель в самом высоком смысле этого слова: тот, кто создаёт условия для роста других, кто передаёт не только знания, но и культуру науки, ответственность, честность и любовь к физике. Его наследие живёт в наших лабораториях, в наших публикациях, в тех, кого он научил думать и исследовать. И в уникальной установке мандельштам-бриллюэновской спектроскопии, которая по-прежнему работает в Саратове как символ преемственности, которую он бережно хранил всю свою жизнь.

*А. В. Садовников*, зам. директора НИИМФ СГУ,
доцент кафедры физики открытых систем СГУ, к.ф-м.н.

## Учитель с большой буквы и с большой душой: воспоминания о Юрии Павловиче Шараевском

Когда я перебираю в памяти годы совместной работы в Саратовском университете, передо мной всегда встаёт образ человека, который для меня был и остается образом истинного профессора, который без пафоса, без лишних регалий, никого не поучая, воспитывал своим примером, своим отношением к жизни, к науке и к Университету всех нас, его молодых коллег, для которых он был старшим товарищем, который всегда может дать мудрый совет, помочь и поддержать в сложной ситуации. Для меня Юрий Павлович Шараевский был и остаётся редким примером того, как в одном человеке могут уживаться глубочайший учёный-физик, чуткий наставник и просто мудрый, понимающий жизнь человек.

Для меня, прожившего большую часть своей деятельности в СГУ на факультете нелинейных процессов, Юрий Павлович устойчиво ассоциируется с ФНП, его кафедрой нелинейной физики, лабораторией магнитных материалов, но, что главнее, перед глазами всегда встает образ трех столпов нашего родного факультета — Дмитрия Ивановича Трубецкова, Юрия Ивановича Лёвина и Юрия Павловича Шараевского. Во второй половине дня они часто собирались в деканате, сидели в кабинете Ю. И. Лёвина, и всегда было приятно забежать на огонек, чтобы обсудить текущие вопросы, подумать над чем-то стратегическим или просто выпить рюмку-другую коньяка в этой замечательной компании. Мне кажется, что если разделять роли в этой могучей тройке, то я бы однозначно отдал стратегию и генерацию новых идей Дмитрию Ивановичу, тактику по их реализации — Юрию Ивановичу, а вот ту мудрость, которая ограничивала полет первой и помогала «вывезти» второе, — это, конечно, Юрию Павловичу. И в этом весь Юрий Павлович — человечный, земной, здравомыслящий, но при этом не чуждый новому, просто крепко стоящий на земле, понимающий, что можно было реализовать в наших провинциальных реалиях, а что сделать было невозможно ни при каких самых благоприятных обстоятельствах.

Несколько лет в нулевых годах и начале 2010-х мы вместе большой компанией — Юрий Павлович, его старый друг, которого уже тоже нет с нами, профессор Борис Савельевич Дмитриев, его ученик Сережа, сейчас уже, конечно, Сергей Валерьевич Гришин, Алексей Александрович Короновский, наши молодые коллеги и ученики — регулярно ездили в Крым, в Севастополь, на знаменитую Крымскую конференцию по СВЧ-электронике. Для меня осталось неизгладимым впечатлением и прикосновением не только к научной интуиции, но и житейской мудрости Юрия Павловича: потому что нигде, кроме как в долгом пути в купе поезда, невозможно найти время, чтобы обсудить все моменты нашей жизни — от событий в стране и мире до последних событий в Университете и в науке. И мы обсуждали. Взгляды Юрия Павловича, его спокойное, но в то же время не равнодушное, нет, взвешенное отношение к разным, порой очень сложным жизненным ситуациям стало для меня очень важной и значимой жизненной школой, которая позволила потом переосмыслить многие события в моей жизни и изменить ко многому отношение.

И, пожалуй, главное, чему научил меня Юрий Павлович, — это тому, что в науке, как и в жизни, важнее всего оставаться человеком. Он никогда не возвышался над учениками и нами, его молодыми коллегами, хотя его авторитет был огромен: десятки лет в НИИМФ, сотни публикаций, руководство кафедрой нелинейной физики, руководство НИЧ СГУ, работа в различных экспертных советах. Но за всем этим всегда стояла удивительная простота, доступность и даже в разумных пределах открытость.

В начале 2010-х годов в отделении сложных систем Института естественных наук СГУ одновременно несколько групп заинтересовались вопросами генерации хаотических сигналов в СВЧ-системах. Но для экспериментов было нужно современное измерительное оборудование, без которого такие сложные режимы работы устройств на электронных пучках и магнитных пленках изучать было невозможно. В этот момент университет получил крупный грант от Минобрнауки на развитие, и мы с Юрием Павловичем и Сергеем Валерьевичем Гришиным вышли с инициативой закупить современное цифровое измерительное оборудование для нужд лабораторий, связанных с Дмитрием Ивановичем, — лабораторий Дмитриева, Калинина, Шараевского, Храмова. Пришлось очень долго доказывать руководству университета, что такое оборудование нужно, что старые советские спектроанализаторы и осциллографы — это уже анахронизм в современных условиях, и делать на таком оборудовании современные исследования и публиковать статьи в ведущих журналах не получится. Юрий Павлович активно участвовал в этой нашей инициативе, «пробивал» этот проект через ректорат, неоднократно ходил на совещания к проректору по науке Дмитрию Александровичу Усанову и потом искренне радовался, когда первая единица оборудования — СВЧ-спектроанализатор Agilent Technologies — приехала в лабораторию, и мы распаковывали его. Покупка этого оборудования дала толчок исследованиям в области создания генераторов хаоса, в которых он очень активно принимал участие. Я обсуждал с ним очень много вопросов, связанных с синхронизацией таких хаотических осцилляторов, и здесь на меня огромное впечатление произвела эрудиция Юрия Павловича — очень много новых методов, которые мы использовали в нелинейной динамике, Юрий Павлович великолепно уже знал по задачам радиолокации, обработки сигналов, и оказалось, что многие подходы были просто «переоткрыты» позже специалистами в теории хаоса.

К сожалению, когда я ушел из Университета, а потом уехал из Саратова, мы стали меньше общаться, но всегда очень искренне и радостно встречались в Саратове и вспоминали былые наши совместные исследования.

1 января 2026 года нас покинул Учитель. Очень символично и грустно, что это случилось в первый день нового года — словно перевернулась важная страница нашей жизни. Но те знания, то тепло и та мудрость, которыми он делился с нами, не ушли. Они остались в его научных статьях и книгах, в его учениках, в созданной им научной школе.

Я часто ловлю себя на мысли, что, принимая то или иное решение — научное или житейское, — я мысленно спрашиваю: «А что бы посоветовал тут Юрий Павлович? Как бы он поступил?». И это, наверное, лучшая характеристика для человека: продолжать жить в своих учениках, быть для них ориентиром и компасом.

Спасибо Вам, Юрий Павлович, за науку, за школу и за то, что были для нас не просто близким коллегой, а настоящим Человеком. Вечная Вам память и вечная благодарность.

*А. Е. Храмов*, бывший ученик и коллега Юрия Павловича,
ныне руководитель НИИ прикладного ИИ и цифровых решений
РЭУ им. Г. В. Плеханова, член-корр. РАН, профессор, д.ф-м.н.

Прикладные задачи нелинейной теории колебаний и волн

Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2026. Т. 34, № 5
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5)

Научная статья
УДК 53.06, 537

DOI: 10.18500/0869-6632-003231
EDN: JATIBQ

# Векторный измеритель геомагнитных полей на основе бинарных модулей ЖИГ-генераторов

*В. В. Тихонов, А. С. Пташенко✉, С. В. Гришин*

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н. Г. Чернышевского, Россия
E-mail: tvlad4@yandex.ru, ✉andrey.po3@mail.ru, sergrsh@yandex.ru

*Поступила в редакцию 29.05.2026, принята к публикации 28.07.2026,
опубликована онлайн 12.08.2026, опубликована 30.09.2026*

***Аннотация***. *Цель.* Разработка физических принципов построения высокочувствительных термонезависимых векторных измерителей слабых геомагнитных полей, состоящих из трех идентичных однокоординатных сенсоров геомагнитных полей, ориентированных по осям трехмерного базиса. *Методы.* В качестве первичных преобразователей геомагнитных полей предлагается использовать бинарные модули, состоящие из двух автогенераторов сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона, в цепи обратной связи которых содержатся идентичные резонаторы, выполненные на основе пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ). ЖИГ-резонаторы намагничены в противоположных направлениях по нормали к поверхности пленки. Сигналы с выходов ЖИГ-генераторов поступают на входы смесителя, где выделяется разностная частота СВЧ-сигналов. Разностная частота измеряется цифровым частотомером. При наложении внешнего геомагнитного поля возникает сдвиг разностной частоты, который адекватно отражает величину только одной нормальной составляющей геомагнитного поля, совпадающей с направлением базового намагничивания ЖИГ-резонаторов. При этом сдвиги частот, вызванные касательными составляющими поля, а также температурным нагревом ЖИГ-резонаторов, полностью компенсируются. *Результаты.* Предложена оригинальная конструкция портативной системы базового намагничивания пленочных ЖИГ-резонаторов. Проведены предварительные испытания лабораторного макета ЖИГ-генератора в составе портативной системы базового намагничивания. Испытания проводились на прецизионном поворотном стенде. Показано, что порог ориентационной (угловой) чувствительности ЖИГ-генератора не превышает 0.012 град. *Заключение.* Предлагаемая методика векторных измерений геомагнитных полей отличается простотой, надежностью и технологичностью. Она может применяться в системах высокоточной геомагнитной навигации, а также в системах мониторинга геомагнитной обстановки для проведения научно-исследовательских, картографических и геолого-разведывательных работ.

***Ключевые слова***: пленочный ЖИГ-резонатор, ЖИГ-генератор, геомагнитное поле, векторное измерение геомагнитных полей.

***Благодарности***. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-79-30027).

***Для цитирования***: *Тихонов В. В., Пташенко А. С., Гришин С. В.* Векторный измеритель геомагнитных полей на основе бинарных модулей ЖИГ-генераторов // Известия вузов. ПНД. 2026. Т. 34, № 5. С. 654–664. DOI: 10.18500/0869-6632-003231. EDN: JATIBQ

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

© *Тихонов В. В., Пташенко А. С., Гришин С. В., 2026*

Article DOI: 10.18500/0869-6632-003231

# Vector geomagnetic field meter based on binary modules of YIG generators

*V. V. Tikhonov, A. S. Ptashenko*✉, *S. V. Grishin*

Saratov State University, Russia
E-mail: tvlad4@yandex.ru, ✉andrey.po3@mail.ru, sergrsh@yandex.ru
*Received 29.05.2026, accepted 28.07.2026, available online 12.08.2026, published 30.09.2026*

***Abstract.*** *Purpose.* Development of physical principles for constructing highly sensitive, thermally independent vector meters of weak geomagnetic fields, comprising three identical single-coordinate geomagnetic field sensors oriented along the axes of a three-dimensional basis. *Methods.* As primary transducers of geomagnetic fields, it is proposed to use binary modules consisting of two microwave (MW) autogenerators, whose feedback circuits contain identical resonators fabricated from yttrium iron garnet (YIG) films. The YIG resonators are magnetized in opposite directions along the normal to the film surface. Signals from the YIG generator outputs are fed to a mixer input, where the difference frequency of the microwave signals is extracted. This difference frequency is measured by a digital frequency counter. When an external geomagnetic field is applied, a shift in the difference frequency occurs that adequately reflects the magnitude of only one normal component of the geomagnetic field, aligned with the direction of the bias magnetization of the YIG resonators. Meanwhile, frequency shifts caused by tangential field components, as well as those induced by thermal heating of the YIG resonators, are completely compensated. *Results.* An original design of a portable bias magnetization system for thin-film YIG resonators is proposed. Preliminary tests of a laboratory YIG generator prototype integrated with the portable bias magnetization system have been carried out on a precision rotary stage. It is demonstrated that the orientation (angular) sensitivity threshold of the YIG generator does not exceed $0.012^\circ$. *Conclusion.* The proposed technique for vector measurements of geomagnetic fields is characterized by simplicity, reliability, and technological feasibility. It can be applied in high-precision geomagnetic navigation systems, as well as in geomagnetic environment monitoring systems for scientific research, cartographic, and geological exploration purposes.

***Keywords***: film YIG resonator, YIG generator, geomagnetic field, vector measurement of geomagnetic fields.

***Acknowledgements***. The work was carried out with the financial support of the Russian Science Foundation (Project No. 23-79-30027).

***For citation***: Tikhonov VV, Ptashenko AS, Grishin SV. Vector geomagnetic field meter based on binary modules of YIG generators. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5):654–664. DOI: 10.18500/0869-6632-003231

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

## Введение

В последние годы особую актуальность приобретают системы геомагнитной навигации, которые нашли широкое применение в различных отраслях хозяйственной деятельности, включая геодезию, метеорологию, картографию, экологию, сельское и лесное хозяйство, логистику и многое другое. Для таких систем требуется создание высокоточных векторных измерителей магнитных полей в диапазоне 0...0.5 Э.

В настоящее время на рынке представлено множество измерителей магнитных полей, которые широко применяются в машиностроении, геофизике, медицине и т. д. [1–3]. В зависимости от сферы применения используются различные типы сенсоров магнитных полей. Для измерения сильных полей (1 Гс...10 кГс) используются датчики Холла [4], электромеханические [5] и пьезоэлектрические датчики [6]. Для измерения средних полей (0.01...10 Гс) используются магниторезистивные [7] и магниторезонансные (протонные) преобразователи [8]. Для измерения слабых полей ($10^{-6}$...0.1 Гс) используются феррозондовые преобразователи [8]. Для измерения сверхслабых полей ($10^{-11}$...$10^{-5}$ Гс) используют квантовые SQUID-магнитометры [9].

Однако перечисленные сенсоры магнитных полей не в полной мере отвечают требованиям геомагнитной навигации. SQUID-магнитометры обладают непревзойдённой чувствительностью, но их верхняя граница динамического диапазона существенно ниже магнитного поля Земли.

К тому же они требуют охлаждения до криогенных температур, громоздки и сложны в использовании. Наиболее близкими по чувствительности являются феррозондовые преобразователи, но и они достаточно сложны и трудоёмки.

В настоящее время разрабатываются новые принципы измерения магнитных полей. В перспективе конкуренцию феррозондовым преобразователям может составить высокочувствительный магнитометр на основе магнитоэлектрического эффекта в слоистой структуре ферромагнетик–пьезоэлектрик [10]. Разрабатываются высокочувствительные сенсоры магнитных полей на основе интерферометра спиновых волн [11]. Исследуются возможности применения высокодобротных ЖИГ-резонаторов, частоты которых сильно зависят от величины и направления намагничивающих полей [12–14]. Это направление интересно тем, что позволяет с высокой точностью измерять величину приложенного поля в единицах измерения частоты резонатора. Однако для практического использования ЖИГ-резонаторов требуется решение проблем температурной стабильности.

В данной работе исследуется возможность создания векторных измерителей геомагнитных полей на основе высокочувствительных термонезависимых однокоординатных сенсоров геомагнитных полей, выполненных в виде бинарных модулей микроволновых автогенераторов с пленочными ЖИГ-резонаторами в цепи обратной связи.

## 1. Методика измерений

Принцип действия однокоординатного сенсора геомагнитных полей иллюстрируется блок-схемой на рис. 1. В состав однокоординатного сенсора входит бинарный модуль, состоящий из двух автогенераторов СВЧ 1, 2 с частотозадающими элементами в виде пленочных ЖИГ-резонаторов, смесителя сигналов 3, выделяющего разностную частоту от двух сигналов автогенераторов, и частотомера с контроллером 4, осуществляющего измерение разностной частоты и пересчет измеренной частоты в единицы измерения магнитной индукции.

В исходном состоянии (при отсутствии внешних геомагнитных полей) ЖИГ-резонаторы намагничены по нормали к поверхности пленок так, что базовые намагничивающие поля равны по величине $\left|\vec{H}_{01}\right| = \left|\vec{H}_{02}\right|$ и направлены в противоположные стороны $\vec{H}_{01} \uparrow\downarrow \vec{H}_{02}$. При этом частоты первых резонансных мод прямых объемных магнитостатических волн равны по величине $f_1 = f_2$ и практически совпадают с частотами ферромагнитного резонанса

$$f_1 = \gamma\left[H_{01} - 4\pi M(T)\right], \qquad f_2 = \gamma\left[H_{02} - 4\pi M(T)\right], \tag{1}$$

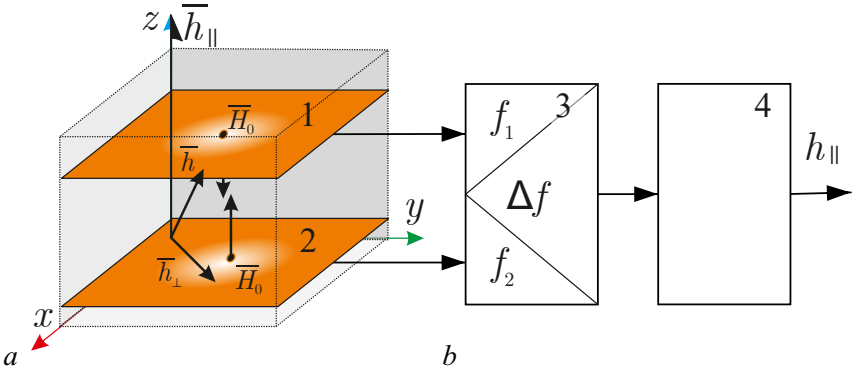



Рис. 1. Блок-схема однокоординатного сенсора геомагнитных полей. Пунктиром выделен первичный модуль, состоящий из двух ЖИГ-генераторов 1, 2, смесителя сигналов 3 и контроллера 4 (цвет онлайн)

Fig. 1. Block diagram of a single-coordinate geomagnetic field sensor. The dotted line indicates the primary module, consisting of two YIG-generators 1, 2, a signal mixer 3, and a controller 4 (color online)

где $\gamma = 2.8$ МГц/Э — гиромагнитное отношение, $M(T)$ — зависящая от температуры намагниченность пленки ЖИГ.

При наложении слабого геомагнитного поля $|\vec{h}| \ll |\vec{H}_{01}|, |\vec{H}_{02}|$, где $\vec{h} = \vec{h}_{\parallel} + \vec{h}_{\perp}$, $\vec{h}_{\parallel} \parallel \vec{H}_{01}, \vec{H}_{02}$ и $\vec{h}_{\perp} \perp \vec{H}_{01}, \vec{H}_{02}$ соответственно нормальная и касательная к поверхности пленки составляющие геомагнитного поля, возникают сдвиги частот ЖИГ-резонаторов на величины $\Delta f_1 = f_1^{\parallel} + f_1^{\perp}$, $\Delta f_2 = f_2^{\parallel} + f_2^{\perp}$. При этом нормальная составляющая геомагнитного поля $h_{\parallel}$ вызывает равные по величине и противоположные по направлению сдвиги частот

$$f_1^{\parallel} = \gamma \left[ \pm h_{\parallel} - 4\pi M_0(T) \right], \qquad f_2^{\parallel} = \gamma \left[ \mp h_{\parallel} - 4\pi M_0(T) \right]. \tag{2}$$

Касательная составляющая поля $h_{\perp}$ также вызывает сдвиги частот, равные по величине, но направленные в одну и ту же сторону

$$f_1^{\perp} = \gamma \left[ \pm h_{\perp} - 4\pi M_0(T) \right], \qquad f_2^{\perp} = \gamma \left[ \pm h_{\perp} - 4\pi M_0(T) \right]. \tag{3}$$

При этом температурные сдвиги частот $f_1^T(\Delta T)$, $f_2^T(\Delta T)$ также равны по величине и направлены в одну и ту же сторону.

При выделении разностной частоты сдвиги частот, вызванные нормальной составляющей геомагнитного поля $h_{\parallel}$, суммируются $\Delta f^{\parallel} = f_1^{\parallel} + f_2^{\parallel}$, а сдвиги частот, вызванные касательной составляющей $h_{\perp}$, вычитаются $\Delta f^{\perp} = \Delta f_1^{\perp} - \Delta f_2^{\perp} = 0$ и полностью компенсируются. Точно так же компенсируются температурные сдвиги частот $f_1^T(\Delta T) - f_2^T(\Delta T) = 0$.

В итоге ненулевой остается только одна разностная частота $\Delta f = \Delta f^{\parallel}$, связанная с нормальной составляющей геомагнитного поля $h_{\parallel}$ простым соотношением $\Delta f = \pm 2\gamma h_{\parallel}$, а искомая составляющая геомагнитного поля рассчитывается по формуле

$$h_{\parallel} = h_z = \pm \frac{\Delta f}{2\gamma}. \tag{4}$$

Согласно расчетам по формуле (4), при измерении разностной частоты с точностью $\Delta f = 0.1$ Гц, теоретический предел чувствительности однокоординатных сенсоров геомагнитных полей может достигать $h_{||} \approx 1.8 \cdot 10^{-8}$ Э. Указанная оценка получена из паспортного разрешения частотомера в предположении отсутствия магнитных шумов и неограниченного времени накопления; реальная чувствительность макета определяется уровнем фазовых шумов генератора и магнитных шумов окружающей среды и является предметом дальнейших исследований. При этом ориентационная (угловая) чувствительность сенсора может достигать значений $h_{\parallel}/0.5\,\text{Э} \approx \approx 2 \cdot 10^{-6\,\circ}$.

Для измерения векторных характеристик геомагнитного поля достаточно трех идентичных однокоординатных сенсоров, ориентированных по осям трехмерного базиса, как показано на рис. 2.

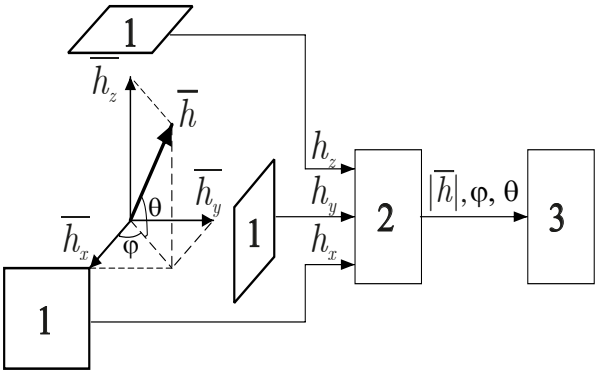



Рис. 2. Блок-схема векторного измерителя геомагнитных полей: 1 — однокоординатный геомагнитный сенсор; 2 — микропроцессор; 3 — индикатор

Fig. 2. Block diagram of a vector geomagnetic field meter: 1 — single-coordinate geomagnetic sensor; 2 — microprocessor; 3 — indicator

Сенсоры 1 предназначены для измерения координатных составляющих вектора геомагнитного поля $\vec{h} = (h_x, h_y, h_z)$, при помощи микропроцессора 2 рассчитываются модуль $|\vec{h}| = \sqrt{h_x^2 + h_y^2 + h_z^2}$, полярный $\varphi = \arcsin\left(h_x/\sqrt{h_x^2 + h_y^2}\right)$ и азимутальный угол геомагнитного поля $\theta = \arctan\left(h_z/\sqrt{h_x^2 + h_y^2}\right)$.

## 2. Эксперимент

На рис. 3 представлен вариант конструкции бинарного модуля однокоординатного сенсора геомагнитных полей.

В состав модуля входит портативная система базового намагничивания пленочных ЖИГ-резонаторов (рис. 3, *a*) с установленными платами ЖИГ-генераторов (рис. 3, *b*). Система намагничивания состоит из трех параллельных стальных пластин (полюсов магнитной системы) 1 и четырех постоянных магнитов 2, установленных в зазорах пластин и присоединенных одноименными полюсами к внутренней стальной пластине. Постоянные магниты создают встречные потоки магнитной индукции, которые суммируются во внутреннем полюсе, далее разделяются пополам и замыкаются в рабочих зазорах магнитной системы. При этом в рабочих зазорах наводятся равные по величине и противоположно направленные магнитные поля, ориентированные по нормали к поверхностям пленочных ЖИГ-резонаторов 4, установленных на микрополосковых платах ЖИГ-генераторов 3.

На рис. 4 представлены результаты численного моделирования магнитных полей в портативной системе базового намагничивания пленочных ЖИГ-резонаторов. На рис. 4, *a* представлено распределение магнитных потоков в рабочих зазорах, полюсах магнитной системы и в окружающем пространстве. На рис. 4, *b* представлены графики напряженности магнитных полей, рассчитанные в точках рабочих зазоров, расположенных на красных линиях 1, 2.

Расчеты проводились методом конечных элементов, реализованным в программном комплексе Ansoft Maxwell SV. Исходными данными расчета являлись магнитные свойства и геометрические размеры элементов магнитной системы. В расчетах использовались неодимовые магниты марки N35 с остаточной индукцией 11.2 кГс и торцевыми размерами 5 мм $\times$ 2 мм, магнитные полюсы из прецизионного сплава марки 79НМ с относительной магнитной проницаемостью $\mu = 10^5$ и торцевыми размерами 20 мм $\times$ 2 мм. Толщины рабочих зазоров определялись толщинами

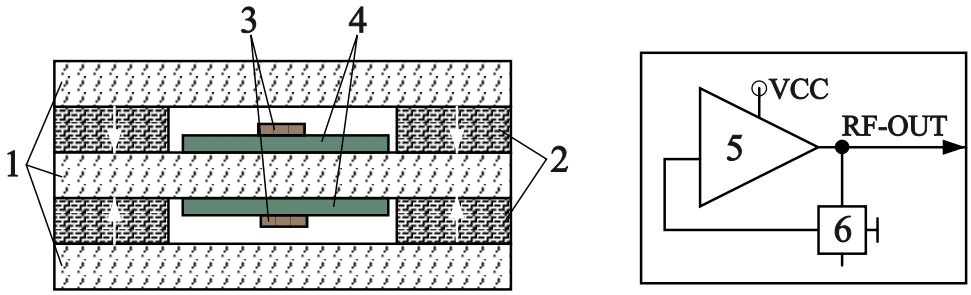



Рис. 3. Первичный модуль однокоординатного сенсора геомагнитных полей: *a* — конструкция системы базового намагничивания ЖИГ-резонаторов (1 — стальные полюсы, 2 — постоянные магниты, стрелками показано направление остаточной намагниченности, 3 — платы ЖИГ-генераторов, 4 — ЖИГ-резонаторы); *b* — схема ЖИГ-генератора (5 — малошумящий СВЧ-усилитель, 6 — ЖИГ-резонатор) (цвет онлайн)

Fig. 3. Primary module of a single-coordinate geomagnetic field sensor: *a* — design of the basic magnetization system of YIG resonators (1 —steel poles, 2 — permanent magnets, the arrows indicate the direction of residual magnetization of the permanent magnets, 3 — YIG generator boards, 4 — YIG resonators); *b* — schematic of a YIG generator (5 — low-noise microwave amplifier, 6 — YIG resonator) (color online)

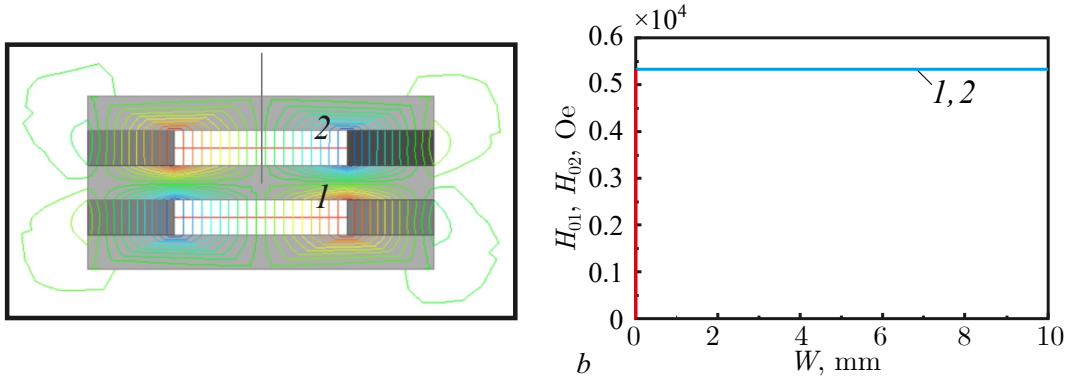



Рис. 4. Картина распределения магнитных потоков портативной магнитной системы (*a*) и топология магнитных полей в рабочих зазорах 1, 2 (*b*) (цвет онлайн)

Fig. 4. The inset shows the magnetic flux distribution of the portable magnetic system (*a*) and magnetic field topology in working gaps 1 and 2 (*b*) (color online)

постоянных магнитов 2 мм, ширина рабочего зазора определялась расстоянием между постоянными магнитами 10 мм.

На графиках рис. 4, *b* хорошо видно, что при заданных параметрах системы магнитные поля в рабочих зазорах строго совпадают по величине, достигая значений 5.4 кГс, и характеризуются исключительно высокой однородностью. Указанное значение относится к портативной системе постоянных магнитов и отличается от поля, использованного при автономном измерении S21-параметров резонатора (см. рис. 6). Различие обусловлено тем, что в макете генератора резонатор расположен в зазоре магнитной системы, тогда как при снятии S21-параметров применялся внешний электромагнит с иным зазором. Это обеспечивало равенство частот возбуждения ЖИГ-генераторов $f_1 = f_2$ и, соответственно, равенство нулю разностной частоты $\Delta f = 0$ на выходе смесителя СВЧ-сигналов.

В схемах автогенераторов использовались пленочные ЖИГ-резонаторы, которые изготавливались методом лазерного скрайбирования из эпитаксиальной пленки ЖИГ толщиной 20 мкм, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) с ориентацией поверхности (111). Размеры резонаторов составляли 2 мм $\times$ 2 мм. Внешний вид изготовленных резонаторов представлен на рис. 5.

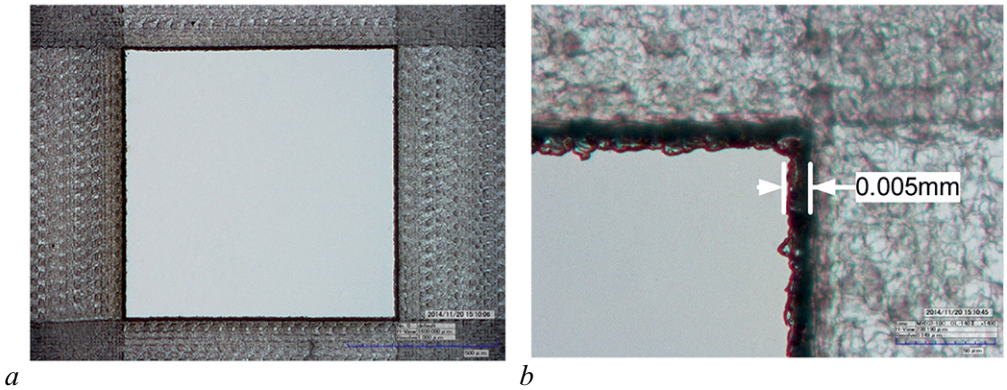
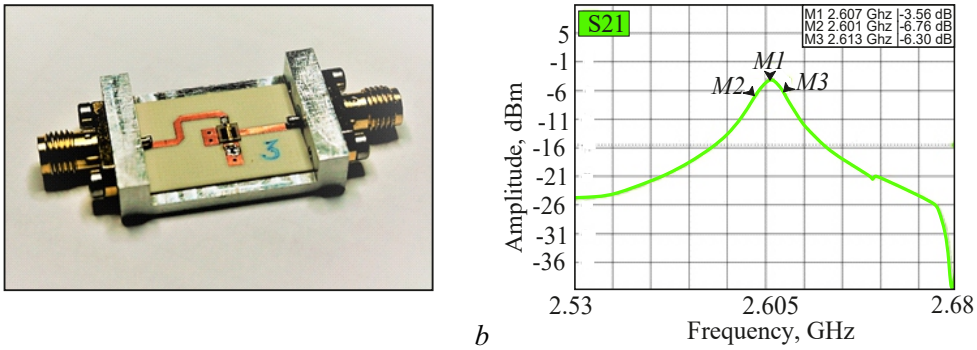



Рис. 5. *a* — Фотография пленочного ЖИГ-резонатора, изготовленного методом лазерного скрайбирования, *b* — фрагмент фотографии ЖИГ-резонатора

Fig. 5. *a* — Photograph of a film YIG resonator made by laser scribing, *b* — fragment of a photograph of a YIG resonator




*a* *b*

Рис. 6. *a* — Экспериментальный макет и *b* — $S_{21}$-параметры пленочного ЖИГ-резонатора

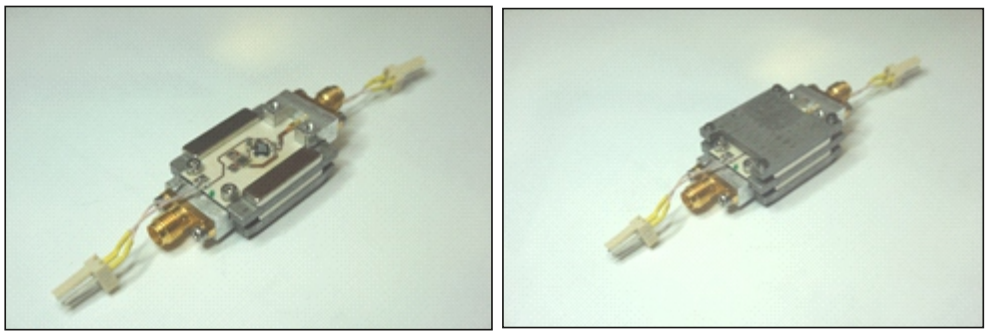
Fig. 6. *a* — Experimental model and *b* — $S_{21}$ parameters of the YIG film resonator

На рис. 6 представлены результаты испытания лабораторного макета ЖИГ-резонатора. На рис. 6, *a* представлен внешний вид лабораторного макета, на рис. 6, *b* представлены результаты измерения $S_{21}$-параметров макета резонатора.

Испытания проводились при фиксированном поле $H_0 = 2780$ Э. Данное измерение выполнялось для автономной характеризации ЖИГ-резонатора на векторном анализаторе цепей и не связано с работой генератора в составе портативной магнитной системы. Мощность входного сигнала фиксировалась на уровне 0 дБ. Измерения проводились при помощи векторного анализатора электрических цепей Rohde&Schwarz ZVA50. Вносимые потери ЖИГ-резонатора не превышали $-4$ дБ, нагруженная добротность резонатора составляла $Q \approx 300$.

В качестве активных элементов ЖИГ-генераторов использовались малошумящие усилители СВЧ марки PMA-15452. Усилители вместе с пленочными ЖИГ-резонаторами устанавливались на поверхность микрополосковой платы, как показано на схеме рис. 3, *b*. Плата изготавливалась из металлизированного с обеих сторон материала микрополосковых плат марки TMM3 производства компании Rogers Corporation, который имел следующие характеристики: толщина диэлектрической подложки — 0.5 мм; толщина металлизации — 17 мкм; относительная диэлектрическая проницаемость подложки — 3.27; тангенс угла диэлектрических потерь — 0.0020; плотность — 1.78 г/см$^3$.

Топология микрополосковой схемы генератора изготавливалась методом экспресс-технологии при помощи фрезерно-сверлильного станка ProtoMat S43 производства концерна LPKF Laser & Electronics AG. Испытание макета генератора проводилось в составе портативной системы намагничивания, как показано на рис. 7.



*a* *b*

Рис. 7. Экспериментальный макет ЖИГ-генератора: *a* — в частично разобранном состоянии, *b* — в собранном состоянии

Fig. 7. Experimental model of the YIG generator: *a* — partially disassembled, *b* — assembled

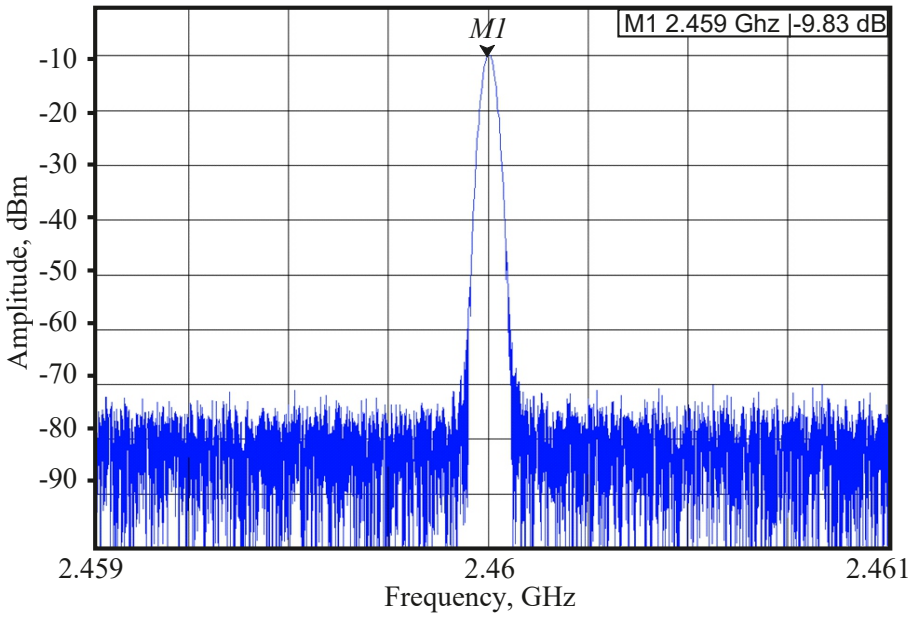



Рис. 8. Спектральная характеристика СВЧ-сигнала с выхода ЖИГ-генератора

Fig. 8. Spectral characteristics of the microwave signal from the output of the YIG generator

На рис. 8 представлен спектр выходного сигнала лабораторного макета ЖИГ-генератора. Измерения проводились при помощи анализатора спектра R&S FSW43 Signal and Spectrum Analyzer. Частота основной моды генерации была равна $f_0 = 2.458537$ ГГц, мощность генерируемого сигнала составляла $P_0 = -9.83$ дБм, шумовые составляющие проявлялись на уровне $-60$ дБм.

Как и ожидалось, ЖИГ-генератор генерировал СВЧ-сигнал в достаточно узкой полосе частот, но при этом наблюдались стохастические колебания частоты, вызванные радиошумами в окружающем пространстве. Это затрудняло измерение фазовых шумов, но в то же время указывало на высокую чувствительность частоты ЖИГ-генератора к слабым магнитным полям.

На рис. 9 представлены результаты измерения ориентационной (угловой) чувствительности частоты сигнала ЖИГ-генератора при поворотах макета в магнитном поле Земли.

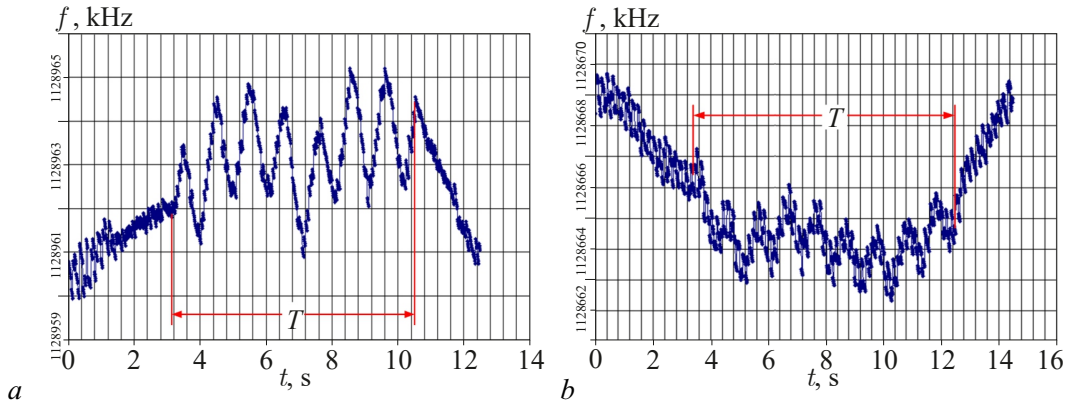



Рис. 9. Угловая зависимость частоты ЖИГ-генератора, измеренная при реверсном вращении макета генератора на углы $a - 0.036°$ и $b - 0.012°$

Fig. 9. Angular dependence of the YIG generator frequency measured during reverse rotation of the generator model at the angles $a - 0.036°$ and $b - 0.012°$

Макет был установлен на прецизионном поворотном стенде с шагом поворота $0.0001°$. В процессе вращения стенда измерялась частота сигнала ЖИГ-генератора. Результаты измерений заносились в таблицу Excel. Для сбора данных использовалась плата PIO-d 144 и соответствующее программное обеспечение. Строились графики зависимости частоты генерируемого сигнала от времени проведения сбора данных.

В режиме непрерывного вращения макета наблюдалась нестабильная, но относительно плавная зависимость частоты ЖИГ-генератора от угла поворота. При включении режима реверсного вращения возникали периодические колебания частоты, которые наблюдались на фоне стохастической нестабильности. Исходя из соотношения амплитуд периодических и стохастических колебаний, оценивался предел ориентационной чувствительности частоты ЖИГ-генератора. В нашем случае, как видно на рис. 9, *b*, порог угловой чувствительности частоты ЖИГ-генератора не превышал $0.012°$. В то же время достигнутый порог чувствительности оказался значительно выше теоретически возможного $2 \cdot 10^{-6}°$. Это могло быть вызвано собственным фазовым шумом ЖИГ-генератора, но в большей мере магнитными шумами в окружающем пространстве. Влияние шумовых помех можно было бы уменьшить, используя статистические методы выделения полезного сигнала из шума, но это не входило в задачу эксперимента.

## Заключение

Предложены физические принципы построения термонезависимого векторного измерителя слабых геомагнитных полей на основе трёх однокоординатных сенсоров в виде бинарных модулей СВЧ-автогенераторов с плёночными ЖИГ-резонаторами. Показано, что антипараллельное намагничивание резонаторов обеспечивает удвоение отклика на нормальную составляющую поля при компенсации касательной составляющей и температурного дрейфа. Разработана конструкция портативной системы базового намагничивания, проведено её численное моделирование методом конечных элементов. В ходе предварительных макетных испытаний изготовлены плёночные ЖИГ-резонаторы и исследован лабораторный макет одиночного ЖИГ-генератора. Экспериментально подтверждена высокая ориентационная чувствительность генератора. Полученные результаты обосновывают перспективу создания бинарного дифференциального модуля и векторного измерителя в целом. Экспериментальная верификация работы бинарного модуля и трёхкоординатного макета является предметом дальнейших исследований. Предлагаемая концепция отличается простотой, надёжностью и технологичностью и может найти применение в системах геомагнитной навигации, мониторинга геомагнитной обстановки, а также в задачах исследования магнитных аномалий природного и техногенного происхождения.

## Список литературы


1. *Lenz J., Edelstein S.* Magnetic sensors and their applications // IEEE Sensors Journal. 2006. Vol. 6, no. 3. P. 631–649. DOI: 10.1109/JSEN.2006.874493.
2. *Diaz-Michelena M.* Small magnetic sensors and their application // Sensors. 2009. Vol. 9. P. 2271. DOI: 10.3390/s90402271.
3. *Tumanski S.* Modern magnetic field sensors – a review // Przegląd Elektrotechniczny. 2013. Vol. R89. P. 1–12.
4. Hall Effect Sensing and Application. Freeport: Honeywell Inc., 1998. 127 p.
5. *Tadigadapa S., Mateti K.* Piezoelectric MEMS sensors: State-of-the-art and perspectives // Meas. Sci. Technol. 2009. Vol. 20. P. 092001. DOI: 10.1088/0957-0233/20/9/092001.
6. *Fetisov Y. K.* Piezoelectric resonance sensor of DC magnetic fields // IEEE Sensors Journal. 2014. Vol. 14, no. 6. P. 1817–1821. DOI: 10.1109/JSEN.2014.2301711.
7. *Freitas P. P., Ferreira R., Cardoso S., Cardoso F.* Magnetoresistive sensors // J. Phys.: Condens. Matter. 2007. Vol. 19. P. 165221. DOI: 10.1088/0953-8984/19/16/165221.

8. *Mahdi A. E., Panina L., Mapps D.* Some new horizons in magnetic sensing: High-Tc SQUIDs, GMR and GMI materials // Sens. Actuators A. 2003. Vol. 105, no. 3. P. 271–285. DOI: 10.1016/S0924-4247(03)00106-7.
9. *Wikswo J. P.* Applications of SQUID Magnetometers to Biomagnetism and Nondestructive Evaluation // In: Weinstock H. (ed) Applications of Superconductivity. vol. 365 of NATO ASI Series. Dordrecht: Springer, 2000. P. 139–228. DOI: 10.1007/978-94-017-0752-7_3.
10. *Серов В. Н., Фетисов Л. Ю., Фетисов Ю. К., Шестаков Е. И.* Высокочувствительный магнетометр на основе магнитоэлектрического датчика // Российский технологический журнал. 2016. Т. 4, № 5. С. 24–37. DOI: 10.32362/2500-316X-2016-4-5-24-37.
11. *Balynsky M., Gutierrez D., Chiang H., Kozhevnikov A., Dudko G., Filimonov Y., Balandin A. A., Khitun A.* A magnetometer based on a spin wave interferometer // Sci. Rep. 2017. Vol. 7. P. 11539. DOI: 10.1038/s41598-017-11881-y.
12. *Гурзо В. В., Игнатьев А. А., Ляшенко А. В., Сотов Л. С., Маринин А. В., Плешков В. В.* Векторный магнитометр малых магнитных полей // Гетеромагнитная микроэлектроника. 2004. № 1. С. 47–49.
13. *Castera J.-P., Hartemann P.* Magnetostatic wave magnetometer // Patent No. EP0093650 A1 France, IPC G01R 33/02, H03H 2/00: appl. 04.05.1982: publ. 09.11.1983. Assignee: THOMSON-CSF. 13 p.
14. *Тихонов В. В., Ануфриев А. Н.* Однокомпонентный сенсор геомагнитных полей // Патент № 2679461(13) C1 Российская Федерация, МПК G01R 33/24: заявл. 07.03.2018: опубл. 11.02.2019. Заявитель: ООО «СПИНЛАБ». 12 с.

**References**

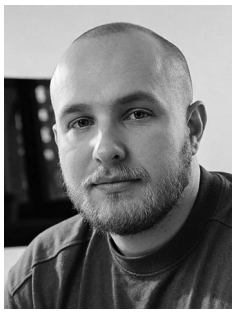
1. Lenz J, Edelstein S. Magnetic sensors and their applications. IEEE Sensors Journal. 2006;6(3):631–649. DOI: 10.1109/JSEN.2006.874493.
2. Diaz-Michelena M. Small magnetic sensors and their application. Sensors. 2009;9:2271. DOI: 10.3390/s90402271.
3. Tumanski S. Modern magnetic field sensors – a review. Przegląd Elektrotechniczny. 2013;R89:1–12.
4. Hall Effect Sensing and Application. Freeport: Honeywell Inc.; 1998. 127 p.
5. Tadigadapa S, Mateti K. Piezoelectric MEMS sensors: State-of-the-art and perspectives. Meas. Sci. Technol. 2009;20:092001. DOI: 10.1088/0957-0233/20/9/092001.
6. Fetisov YK. Piezoelectric resonance sensor of DC magnetic fields. IEEE Sensors Journal. 2014;14(6):1817–1821. DOI: 10.1109/JSEN.2014.2301711.
7. Freitas PP, Ferreira R, Cardoso S, Cardoso F. Magnetoresistive sensors. J. Phys.: Condens. Matter. 2007;19:165221. DOI: 10.1088/0953-8984/19/16/165221.
8. Mahdi AE, Panina L, Mapps D. Some new horizons in magnetic sensing: High-Tc SQUIDs, GMR and GMI materials. Sens. Actuators A. 2003;105(3):271–285. DOI: 10.1016/S0924-4247(03)00106-7.
9. Wikswo JP. Applications of SQUID Magnetometers to Biomagnetism and Nondestructive Evaluation. In: Weinstock H, editor. Applications of Superconductivity. NATO ASI Series, vol. 365. Dordrecht: Springer; 2000. P. 139–228. DOI: 10.1007/978-94-017-0752-7_3.
10. Serov VN, Fetisov LYu, Fetisov YuK, Shestakov EI. A highly sensitive magnetometer based on a magnetoelectric sensor. Russian Journal of Technology. 2016;4(5):24–37 (in Russian). DOI: 10.32362/2500-316X-2016-4-5-24-37.
11. Balynsky M, Gutierrez D, Chiang H, Kozhevnikov A, Dudko G, Filimonov Y, Balandin AA, Khitun A. A Magnetometer Based on a Spin Wave Interferometer. Sci. Rep. 2017;7:11539. DOI: 10.1038/s41598-017-11881-y.
12. Gurzo VV, Ignatiev AA, Lyashenko AV, Sotov LS, Marinin AV, Pleshkov VV. Vector magnetometer of small magnetic fields. Heteromagnetic Microelectronics. 2004;(1):47–49 (in Russian).

13. Castera J-P, Hartemann P. Magnetostatic wave magnetometer. Patent No. EP0093650 A1 France, IPC G01R 33/02, H03H 2/00: appl. 04.05.1982: publ. 09.11.1983. Assignee: THOMSON-CSF. 13 p.
14. Tikhonov VV, Anufriev AN. One-component sensor of geomagnetic fields. Patent No. 2679461(13) C1 Russia, IPC G01R 33/24: appl. 07.03.2018: publ. 11.02.2019. Assignee: OOO “SPINLAB”. 12 p.



*Тихонов Владимир Васильевич* — родился в с. Альметьевка, Республика 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 100 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



*Пташенко Андрей Сергеевич* — родился в с. Кожевино Саратовской области (2000). Окончил с отличием Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского по направлению «Информационные системы и технологии» (магистратура, 2024). В настоящее время обучается в аспирантуре по специальности «Радиофизика». Работает в Институте физики СГУ в должности младшего научного сотрудника. Научные интересы: нелинейные и неоднородные эффекты в пленочных ЖИГ-структурах, невзаимное распространение спиновых волн, магноника. Автор более 20 научных публикаций.

Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: andrey.po3@mail.ru
ORCID: 0009-0006-5632-3249
AuthorID (eLibrary.Ru): 1281457



*Гришин Сергей Валерьевич* — родился в 1974 году. Окончил физический факультет СГУ имени Н. Г. Чернышевского (1997). Кандидат физико-математических наук (СГУ, 2006). Заведующий кафедрой электроники, колебаний и волн Института физики СГУ. Область научных интересов — нелинейные явления в автоколебательных системах 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, ул. 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

Прикладные задачи нелинейной теории колебаний и волн

Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2026. Т. 34, № 5
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5)

Научная статья
УДК 537.624; 537.632

DOI: 10.18500/0869-6632-003223
EDN: BZSTDN

# Распределение обратной объемно-поверхностной спиновой волны по толщине касательно намагниченной ферритовой пластины

*Э. Г. Локк*✉, *С. В. Герус*

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Россия
E-mail: ✉edwin@fireras.su, sgerus@yandex.ru

*Поступила в редакцию 28.05.2026, принята к публикации 15.06.2026, опубликована онлайн 19.06.2026, опубликована 30.09.2026*

***Аннотация***. *Цель* данной работы — исследование характеристик объемно-поверхностной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине. *Методы.* Без использования магнитостатического и электростатического приближений аналитически решена общая задача о распространении объемно-поверхностной электромагнитной волны вдоль касательно намагниченного бигиротропного слоя в произвольном направлении и получено дисперсионное уравнение для этой волны. *Результаты.* Показано, что распределение амплитуд высокочастотных полей волны внутри бигиротропного слоя описывают два волновых числа, которые входят соответственно в тригонометрические и экспоненциальные функции и определяют объемное и поверхностное распределение волны. На основе полученного дисперсионного уравнения исследованы характеристики обратной объемно-поверхностной спиновой волны в ферритовой пластине, являющейся частным случаем бигиротропного слоя. Для случая распространения волны вдоль вектора внешнего магнитного поля рассчитаны дисперсионные зависимости первых мод этой волны и волновые числа, определяющие поверхностную и объемную части распределения волны по толщине феррита. Также рассчитано соотношение между коэффициентами, определяющими вклад тригонометрических и экспоненциальных слагаемых в распределение волны по толщине ферритовой пластины, что позволило установить, в какой степени волна является объемной, а в какой степени — поверхностной в зависимости от частоты и постоянной распространения. Проведено сравнение рассчитанных характеристик с аналогичными характеристиками обратной объемной магнитостатической волны. Найдено, что на частотах, лежащих вблизи ферромагнитного резонанса пластины, и при небольших значениях постоянной распространения указанные характеристики существенно различаются. *Заключение.* Представленное в работе дисперсионное уравнение может быть использовано для расчета характеристик объемно-поверхностных спиновых волн и электромагнитных волн в различных анизотропных слоях, являющихся частными случаями бигиротропного слоя. Полученные выше результаты следует учитывать при разработке устройств, использующих спиновые волны.

***Ключевые слова***: бигиротропный слой, ферритовая пластина, обратная объемно-поверхностная спиновая волна, распределение волны по толщине феррита.

***Благодарности***. Работа выполнена в рамках государственного задания № 075–00395-25-00 Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.

***Для цитирования***: *Локк Э. Г., Герус С. В.* Распределение обратной объемно-поверхностной спиновой волны по толщине касательно намагниченной ферритовой пластины // Известия вузов. ПНД. 2026. Т. 34, № 5. С. 665–682. DOI: 10.18500/0869-6632-003223. EDN: BZSTDN

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

© *Локк Э. Г., Герус С. В., 2026*

Article DOI: 10.18500/0869-6632-003223

# Distribution of the backward volume-surface spin wave across the thickness of a tangentially magnetized ferrite plate

*E. H. Lock*✉, *S. V. Gerus*

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS, Russia
E-mail: ✉edwin@fireras.su, sgerus@yandex.ru
*Received 28.05.2026, accepted 15.06.2026, available online 19.06.2026, published 30.09.2026*

***Abstract.*** The *purpose* of this work is to investigate the characteristics of a volume-surface spin wave in a tangentially magnetized ferrite plate. *Methods.* Without using magnetostatic and electrostatic approximations, the general problem of the propagation of a volume-surface electromagnetic wave along a tangentially magnetized bi-gyrotropic layer in an arbitrary direction is analytically solved, and a dispersion relation for this wave is obtained. *Results.* It is shown that the amplitude distribution of high-frequency wave fields within a bi-gyrotropic layer is described by two wavenumbers, which are included in the trigonometric and exponential functions, respectively, and determine the volume and surface distribution of the wave. Using the resulting dispersion equation, the characteristics of the backward volume-surface spin wave in a ferrite plate, a special case of a bi-gyrotropic layer, are studied. For the case of wave propagation along the external magnetic field vector, the dispersion dependencies of the first modes of this wave and the wave numbers determining the surface and volume parts of the wave distribution across the ferrite thickness were calculated. The relation between the coefficients determining the contribution of the trigonometric and exponential terms to the wave distribution across the ferrite plate thickness was also calculated, allowing us to determine the extent to which the wave is a volume wave and the extent to which it is a surface wave, depending on the frequency and propagation constant. The calculated characteristics were compared with those of a backward volume magnetostatic wave. It was found that at frequencies near the plate's ferromagnetic resonance and at low propagation constants, these characteristics differ significantly. *Conclusion.* The dispersion equation presented in this paper can be used to calculate the characteristics of volume-surface spin waves and electromagnetic waves in various anisotropic layers, which are special cases of a bi-gyrotropic layer. The results obtained above should be taken into account when developing devices using spin waves.

***Keywords***: bi-gyrotropic layer, ferrite plate, backward volume-surface spin wave, dispersion dependence.

***Acknowledgements***. This work was performed as part of a State Task № 075–00395-25-00 for the Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS.

***For citation***: Lock EH, Gerus SV. Distribution of the backward volume-surface spin wave across the thickness of a tangentially magnetized ferrite plate. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5):665–682. DOI: 10.18500/0869-6632-003223

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

## Введение

Динамичное развитие магноники, наблюдающееся в последние годы, связано как с разработкой новых экспериментальных, теоретических и численных методов для измерения и расчета характеристик спиновых волн (СВ), так и с созданием новых устройств, использующих эти волны [1–4]. Как известно, СВ, представляя собой передающиеся от атома к атому колебания атомного магнитного момента в магнитоупорядоченных кристаллах [5], имеют электромагнитную природу и могут эффективно возбуждаться и распространяться с малыми потерями в ферритовой пластине и различных структурах на ее основе [1–10]. СВ с волновыми числами $0 < k < 10^5$ см$^{-1}$ обычно описывают в магнитостатическом приближении [11], полагая, что волновое число СВ $k \gg k_0 = \omega/c$ (здесь $\omega$ — циклическая частота СВ, а $c$ — скорость света в вакууме) и, следовательно, в уравнениях Максвелла можно пренебречь членами, содержащими множители $\omega/c$, то есть использовать уравнения магнитостатики. Этот способ описания из-за математической простоты вот уже более 60 лет успешно используется при расчетах характеристик СВ с волновыми числами $k < 10^5$ см$^{-1}$ (для которых можно не учитывать обменное взаимодействие), а сами спиновые волны часто называют магнитостатическими.

Однако примерно с 80-х годов прошлого века при исследовании СВ стали возникать вопросы, которые невозможно было решить в магнитостатическом приближении. В результате начали появляться работы, где СВ описывали без магнитостатического приближения (см., например, [6, 9, 12–27]), причем в этих работах обнаружилось, что некоторые характеристики СВ принципиально отличаются от аналогичных характеристик, рассчитанных в магнитостатическом приближении. В некоторых из этих работ исследовалось изменение характеристик СВ в области малых волновых чисел [13, 14, 17, 20], а также изучалось влияние на свойства СВ диэлектрических проницаемостей прилегающих к ферриту сред [15, 18]. В работе [16] было рассмотрено распространение СВ в плоскости произвольно намагниченной ферритовой пластины, а также изучены характеристики СВ для частных случаев этой геометрии, когда пластина, обе поверхности которой металлизированы, намагничена либо продольно, либо касательно. В статье [17] было показано, что расчеты вектора Пойнтинга СВ в магнитостатическом приближении приводят к ошибочным результатам. В работах [21, 22] исследовались векторные линии высокочастотных полей поверхностной СВ, распространяющейся в различных ферритовых структурах перпендикулярно вектору однородного магнитного поля.

Отметим, что в большинстве работ, перечисленных выше, характеристики СВ исследовались для случая, когда волна распространяется либо вдоль направления внешнего магнитного поля, либо перпендикулярно этому направлению.

Лишь недавно было получено аналитическое описание характеристик электромагнитных волн (в том числе СВ) на основе уравнений Максвелла (без использования магнитостатического приближения) для неограниченной бигиротропной среды [28, 29] и для касательно намагниченного бигиротропного слоя [24–27]. В этих работах также было рассмотрено распространение СВ в касательно намагниченной ферритовой пластине (являющейся частным случаем бигиротропного слоя) и были рассчитаны различные характеристики СВ, в том числе дисперсионные и изочастотные зависимости. Отметим, что описание СВ с произвольным волновым вектором в ферритовой пластине без магнитостатического приближения было впервые предпринято в [12, 18]. Однако в отличие от этих работ, где решение системы уравнений Максвелла предлагалось искать в виде $\sim \exp(-ik_x x - ik_y y - ik_z z)$, в работах [24–27] использовался другой, математически более корректный подход, когда зависимость волны от координаты $x$ (нормальной к плоскости слоя или пластины) определялась на основе решения дифференциальных уравнений в соответствии с геометрией задачи.

На основе такого подхода в работе [24] было установлено, что в касательно намагниченном бигиротропном слое компоненты СВЧ-поля электромагнитной волны, направленные вдоль внешнего магнитного поля, зависят от координаты $x$ (нормальной к плоскости слоя) в соответствии с линейным однородным дифференциальным уравнением четвёртого порядка. Было показано, что все корни соответствующего биквадратного характеристического уравнения являются либо действительными, либо мнимыми, а распределение волны по толщине слоя описывают два разных волновых числа $-k_{x21}$ и $k_{x22}$, определяющих соответственно экспоненциальные и тригонометрические функции в этом распределении. В итоге в результате решения ряда граничных задач были получены дисперсионные уравнения для поверхностно-поверхностной электромагнитной волны в свободном [24] и в металлизированном [25] бигиротропном слое, а также в бигиротропном слое, граничащем с магнитной стенкой [26]. Также в работе [27] были получены выражения для вектора Пойнтинга и для потока энергии поверхностно-поверхностной волны.

Кроме того, в работе [24] было показано, что в касательно намагниченной ферритовой пластине существуют следующие типы СВ: SS-волны, или поверхностно-поверхностные волны ($k_{x21}$ и $k_{x22}$ — действительные числа), VS-волны, или объемно-поверхностные волны ($k_{x21}$ — мнимое число, а $k_{x22}$ — действительное) и VV-волны, или объемно-объемные волны ($k_{x21}$ и $k_{x22}$ — мнимые числа), что принципиально отличает описание СВ от их описания в магнитостатическом приближении.

Так как описание спиновой SS-волны изложено в работе [24], ниже мы представим аналитическое описание (без использования приближений) электромагнитной (спиновой) VS-волны, распространяющейся в плоскости бигиротропного (ферритового) слоя в произвольном направлении.

## 1. Основные соотношения, описывающие распространение электромагнитных волн в касательно намагниченном бигиротропном слое

Пусть у нас имеется бигиротропный (ферритовый) слой толщиной $s$, касательно намагниченный однородным магнитным полем $\overrightarrow{H_0}$ (рис. 1). Такой слой, как известно [6, 9], характеризуется диэлектрической и магнитной проницаемостями, описываемыми тензорами второго ранга $\overleftrightarrow{\varepsilon}_2$ и $\overleftrightarrow{\mu}_2$:

$$\overleftrightarrow{\mu}_2 = \begin{vmatrix} \mu & iv & 0 \\ -iv & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{vmatrix}, \quad \overleftrightarrow{\varepsilon}_2 = \begin{vmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix}. \tag{1}$$

Пусть полупространства 1 и 3 имеют скалярные относительные диэлектрические и магнитные проницаемости $\varepsilon_1, \mu_1$ и $\varepsilon_3, \mu_3$.

Электромагнитное поле с частотой $\omega$, распространяющееся в каждой $j$-й среде ($j = 1, 2, 3$) и изменяющееся во времени по гармоническому закону $\backsim \exp(i\omega t)$, должно удовлетворять системе уравнений Максвелла для комплексных амплитуд

$$\begin{cases} \operatorname{rot}\overrightarrow{E}_j + i\omega\overrightarrow{B}_j/c = 0, \\ \operatorname{div}\overrightarrow{B}_j = 0, \\ \operatorname{rot}\overrightarrow{H}_j - i\omega\overrightarrow{D}_j/c = 0, \\ \operatorname{div}\overrightarrow{D}_j = 0, \end{cases} \tag{2}$$

где $c$ — скорость света в вакууме, $\overrightarrow{E}_j$ и $\overrightarrow{H}_j$ — комплексные амплитуды векторов напряженностей СВЧ электрического и магнитного полей, а $\overrightarrow{D}_j$ и $\overrightarrow{B}_j$ — комплексные амплитуды векторов напряженностей СВЧ электрической и магнитной индукций, которые связаны с $\overrightarrow{E}_j$ и $\overrightarrow{H}_j$ соотношениями

$$\overrightarrow{D}_j = \overleftrightarrow{\varepsilon}_j\overrightarrow{E}_j \text{ и } \overrightarrow{B}_j = \overleftrightarrow{\mu}_j\overrightarrow{H}_j. \tag{3}$$

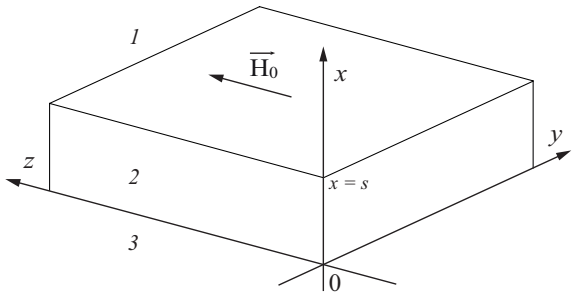



Рис. 1. Геометрия задачи: *1* и *3* — полупространства изотропного диэлектрика (или вакуум), *2* — бигиротропный слой (в частном случае — ферритовая пластина) толщиной $s$

Fig. 1. Problem geometry: *1* and *3* are half-spaces of isotropic dielectric (or vacuum), *2* is a bi-gyrotropic layer (a ferrite plate in particular case) of thickness $s$

Так как полученные результаты могут быть использованы для исследования электромагнитных волн в ряде анизотропных сред (которые являются частными случаями бигиротропной среды и характеризуются либо тензором $\overleftrightarrow{\varepsilon}_2$, либо тензором $\overleftrightarrow{\mu}_2$ вида (1)), то все формулы будут представлены ниже для общего случая распространения волны в бигиротропном слое и будут справедливы при любых зависимостях от частоты компонент тензоров $\overleftrightarrow{\varepsilon}_2$ и $\overleftrightarrow{\mu}_2$.

В то же время, чтобы представленная теория не выглядела абстрактной, в качестве примера на основе полученных формул будут рассчитаны характеристики электромагнитных

волн (то есть СВ), распространяющихся вдоль ферритовой пластины, для которой компоненты тензора $\overleftrightarrow{\mu}_2$ описываются выражениями (полученными без учета обменного взаимодействия) [9]:

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \nu = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \tag{4}$$

где $\omega_H = \gamma H_0,\ \omega_M = 4\pi\gamma M_0,\ \omega = 2\pi f,\ \gamma$ — гиромагнитная постоянная, $4\pi M_0$ — намагниченность насыщения феррита, $f$ — частота электромагнитных колебаний.

Исходя из геометрии задачи (рис. 1), будем искать решение системы (2) в виде однородной плоской волны, характеризующейся волновым вектором $\overrightarrow{k}$ и распространяющейся в плоскости $yz$ слоя в произвольном направлении, считая, что зависимость волны от координаты $x$ (нормальной к плоскости слоя) определится в ходе решения системы (2) и что компоненты полей $\overrightarrow{E}$ и $\overrightarrow{H}$ ($E_x, E_y, E_z, H_x, H_y$ и $H_z$) изменяются в плоскости слоя по гармоническому закону

$$\overrightarrow{E}_j = \overrightarrow{e_j(x)} \exp(-i\overrightarrow{k}\,\overrightarrow{r}) \text{ или } E_{xj,yj,zj} = e_{xj,yj,zj}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \tag{5}$$

$$\overrightarrow{H_j} = \overrightarrow{h_j}(x) \exp(-i\overrightarrow{k}\,\overrightarrow{r}) \text{ или } H_{xj,yj,zj} = h_{xj,yj,zj}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \tag{6}$$

где наряду с декартовой системой координат $\Sigma_D$ введена полярная система координат $\Sigma_P = \{x; r; \varphi\}$, в которой углы $\varphi$ отсчитываются от оси $y$, а за положительное направление отсчета углов принято направление против часовой стрелки. Координаты систем $\Sigma_P$ и $\Sigma_D$ связаны соотношениями $y = r\cos\varphi, z = r\sin\varphi$, а модуль $k$ волнового вектора $\overrightarrow{k}$ и его компоненты $k_y$ и $k_z$ связаны соотношениями $k_y = k\cos\varphi, k_z = k\sin\varphi,$ причем $k^2 = k_y^2 + k_z^2$.

Как было показано в [6, 24, 28], для бигиротропной среды систему векторных уравнений (2) можно привести к двум уравнениям

$$\frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial y^2} + \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon}\frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial z^2} + k_0^2 \varepsilon_{zz}\mu_\perp E_{z2} + k_0 \mu_{zz}\left(\frac{g}{\varepsilon} + \frac{\nu}{\mu}\right)\frac{\partial H_{z2}}{\partial z} = 0, \tag{7}$$

$$\frac{\partial^2 H_{z2}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_{z2}}{\partial y^2} + \frac{\mu_{zz}}{\mu}\frac{\partial^2 H_{z2}}{\partial z^2} + k_0^2 \mu_{zz}\varepsilon_\perp H_{z2} - k_0 \varepsilon_{zz}\left(\frac{g}{\varepsilon} + \frac{\nu}{\mu}\right)\frac{\partial E_{z2}}{\partial z} = 0, \tag{8}$$

где введены обозначения $\mu_\perp = (\mu^2 - \nu^2)/\mu, \varepsilon_\perp = (\varepsilon^2 - g^2)/\varepsilon$.

Подставляя решения вида (5) и (6) в уравнения (7) и (8), получим систему, в которую входят лишь зависящие от координаты $x$ амплитуды $e_{z2}$ и $h_{z2}$ компонент $E_{z2}$ и $H_{z2}$:

$$\begin{cases} \dfrac{1}{k_0^2}\dfrac{\partial^2 e_{z2}}{\partial x^2} - F_\nu e_{z2} - i\mu_{zz} F_{\nu g} h_{z2} = 0, \\ \dfrac{1}{k_0^2}\dfrac{\partial^2 h_{z2}}{\partial x^2} - F_g h_{z2} + i\varepsilon_{zz} F_{\nu g} e_{z2} = 0, \end{cases} \tag{9}$$

где безразмерные функции $F_\nu, F_g$ и $F_{\nu g}$ имеют вид

$$F_\nu = \frac{k_y^2}{k_0^2} + \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon}\frac{k_z^2}{k_0^2} - \varepsilon_{zz}\mu_\perp = \frac{k^2}{k_0^2}\left(\cos^2\varphi + \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon}\sin^2\varphi\right) - \varepsilon_{zz}\mu_\perp, \tag{10}$$

$$F_g = \frac{k_y^2}{k_0^2} + \frac{\mu_{zz}}{\mu}\frac{k_z^2}{k_0^2} - \mu_{zz}\varepsilon_\perp = \frac{k^2}{k_0^2}\left(\cos^2\varphi + \frac{\mu_{zz}}{\mu}\sin^2\varphi\right) - \mu_{zz}\varepsilon_\perp, \tag{11}$$

$$F_{\nu g} = \frac{k_z}{k_0}\left(\frac{g}{\varepsilon} + \frac{\nu}{\mu}\right) = \frac{k}{k_0}\sin\varphi\left(\frac{g}{\varepsilon} + \frac{\nu}{\mu}\right). \tag{12}$$

Находя величину $h_{z2}$ из первого уравнения системы (9) и подставляя её во второе уравнение, получим дифференциальное уравнение относительно $e_{z2}$:

$$\frac{\partial^4 e_{z2}}{\partial x^4} + 2\eta \frac{\partial^2 e_{z2}}{\partial x^2} + \alpha e_{z2} = 0. \tag{13}$$

Уравнению (13) соответствует биквадратное характеристическое уравнение

$$k_{x2}^4 + 2\eta k_{x2}^2 + \alpha = 0, \tag{14}$$

определяющее значения волнового числа $k_{x2}$ внутри бигиротропного слоя. Величины $\eta$ и $\alpha$ в (13) и (14) определяются выражениями

$$\eta = -k_0^2(F_\nu + F_g)/2, \tag{15}$$

$$\alpha = k_0^4 F_\nu F_g - \mu_{zz}\varepsilon_{zz} k_0^4 F_{\nu g}^2. \tag{16}$$

Уравнение (14) имеет четыре корня, определяемые соотношением

$$k_{x2}^2 = -\eta \pm \sqrt{\eta^2 - \alpha} = \frac{k_0^2}{2}\left(F_\nu + F_g \pm \sqrt{(F_\nu - F_g)^2 + 4\mu_{zz}\varepsilon_{zz}F_{\nu g}^2}\right), \tag{17}$$

причем все корни являются простыми (не кратными) [24]:

$$k_{x21} = \sqrt{-\eta - \sqrt{\eta^2 - \alpha}} = k_0 \sqrt{\frac{F_\nu + F_g}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{(F_\nu - F_g)^2 + 4\mu_{zz}\varepsilon_{zz}F_{\nu g}^2}}, \tag{18}$$

$$k_{x22} = \sqrt{-\eta + \sqrt{\eta^2 - \alpha}} = k_0 \sqrt{\frac{F_\nu + F_g}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{(F_\nu - F_g)^2 + 4\mu_{zz}\varepsilon_{zz}F_{\nu g}^2}}, \tag{19}$$

$$k_{x_{23}} = -k_{x_{21}}, k_{x_{24}} = -k_{x_{22}}. \tag{20}$$

## 2. Соотношения, описывающие распространение объемно-поверхностной волны

Как показано в [24], значения $k_{x21}$ и $k_{x22}$ могут быть действительными или мнимыми (и не могут быть комплексными) в зависимости от знаков величин $\alpha$ и $\eta$. Ниже мы рассмотрим объемно-поверхностные волны, или VS-волны, дисперсионные поверхности которых расположены в областях, где $\alpha < 0$ (см. рис. 2 в [24]). Распределение VS-волн (независимо от знака $\eta$) характеризуется действительными значениями $k_{x22}$ и мнимыми значениями величины $k_{x21}$, которую в этом случае удобно записать в виде

$$k_{x21} = iK_{x21}, \tag{21}$$

где $K_{x21}$ — действительное число. Тогда общее решение дифференциального уравнения (13) для VS-волны можно записать в виде

$$e_{z2} = A\cos(K_{x21}x) + B\sin(K_{x21}x) + C\exp(k_{x22}x) + D\exp(-k_{x22}x), \tag{22}$$

а выражение для компоненты $E_{z2}$ VS-волны, в соответствии с (5), в виде

$$E_{z2} = e_{z2}(x)\exp(-ik_y y - ik_z z), \tag{23}$$

где $A, B, C$ и $D$ — произвольные коэффициенты.

С целью краткой записи всех компонент СВЧ-поля VS-волны от координаты $x$ введём *безразмерные* функции $\Sigma_0, \Sigma_1, \Sigma_2$ и $\Sigma_3$ в соответствии с выражениями

$$\Sigma_0(x) = A\cos(K_{x21}x) + B\sin(K_{x21}x) + C\exp(k_{x22}x) + D\exp(-k_{x22}x), \tag{24}$$

$$\Sigma_1(x) = K_{x21}(A\sin(K_{x21}x) - B\cos(K_{x21}x))/k_0 + k_{x22}(C\exp(k_{x22}x) - D\exp(-k_{x22}x))/k_0, \tag{25}$$

$$\Sigma_2(x) = \beta_1\left(A\cos(K_{x21}x) + B\sin(K_{x21}x)\right) + \beta_2\left(C\exp(k_{x22}x) + D\exp(-k_{x22}x)\right), \tag{26}$$

$$\Sigma_3(x) = K_{x21}\beta_1(A\sin(K_{x21}x) - B\cos(K_{x21}x))/k_0 + k_{x22}\beta_2(C\exp(k_{x22}x) - D\exp(-k_{x22}x))/k_0, \tag{27}$$

где

$$\beta_1 = \frac{1}{\mu_{zz}F_{\nu g}}\left(F_\nu + \frac{K_{x21}^2}{k_0^2}\right), \tag{28}$$

$$\beta_2 = \frac{1}{\mu_{zz}F_{\nu g}}\left(F_\nu - \frac{k_{x22}^2}{k_0^2}\right). \tag{29}$$

Подставляя выражение (22) в первое уравнение системы (9), найдём выражение для амплитуды $h_{z2}$:

$$h_{z2} = i\beta_1\left(A\cos(K_{x21}x) + B\sin(K_{x21}x)\right) + i\beta_2\left(C\exp(k_{x22}x) + D\exp(-k_{x22}x)\right). \tag{30}$$

Подставляя выражения (5) и (6) в систему уравнений (2), после некоторых преобразований получим выражения, связывающие $x$- и $y$-компоненты амплитуд электромагнитного поля с компонентами $e_{z2}$ и $h_{z2}$:

$$e_{y2} = \frac{1}{F_2}\left[a_0 e_{z2} - ia_2 h_{z2} + \frac{F_{\nu g}}{k_0}\frac{\partial e_{z2}}{\partial x} - i\frac{F_{\nu 2}}{k_0}\frac{\partial h_{z2}}{\partial x}\right], \tag{31}$$

$$h_{y2} = \frac{1}{F_2}\left[ib_0 e_{z2} + b_2 h_{z2} + \frac{F_{\nu g}}{k_0}\frac{\partial h_{z2}}{\partial x} + i\frac{F_{g2}}{k_0}\frac{\partial e_{z2}}{\partial x}\right], \tag{32}$$

$$h_{x2} = \frac{k_y}{\mu k_0}e_{z2} - \frac{k_z}{\mu k_0}e_{y2} - i\frac{\nu}{\mu}h_{y2}, \tag{33}$$

$$e_{x2} = -\frac{k_y}{\varepsilon k_0}h_{z2} + \frac{k_z}{\varepsilon k_0}h_{y2} - i\frac{g}{\varepsilon}e_{y2}, \tag{34}$$

где

$$F_{\nu 2} = \frac{k_z^2}{\varepsilon k_0^2} - \mu_\perp, \tag{35}$$

$$F_{g2} = \frac{k_z^2}{\mu k_0^2} - \varepsilon_\perp, \tag{36}$$

$$F_2 = F_{\nu 2}F_{g2} - F_{\nu g}^2, \tag{37}$$

$$a_0 = \frac{k_y}{\mu k_0}\left(\frac{k_z}{k_0}F_{\nu 2} - \nu F_{\nu g}\right), \tag{38}$$

$$a_2 = \frac{k_y}{\varepsilon k_0}\left(\frac{k_z}{k_0}F_{\nu g} - gF_{\nu 2}\right), \tag{39}$$

$$b_0 = \frac{k_y}{\mu k_0}\left(\frac{k_z}{k_0}F_{\nu g} - \nu F_{g2}\right), \tag{40}$$

$$b_2 = \frac{k_y}{\varepsilon k_0}\left(\frac{k_z}{k_0}F_{g2} - gF_{\nu g}\right). \tag{41}$$

Записывая выражения (22) и (30) для амплитуд $e_{z2}$ и $h_{z2}$ через функции $\Sigma_0, \Sigma_1, \Sigma_2$ и $\Sigma_3$, описываемые выражениями (24)–(27), подставим выражения для амплитуд $e_{z2}$ и $h_{z2}$ в соотношения (31)–(34), а затем последние подставим в формулы (5) и (6). В итоге получим выражения для всех компонент электромагнитного поля внутри бигиротропного слоя:

$$E_{x2} = \frac{i}{F_2}(a_{x0}\Sigma_0 + a_{x1}\Sigma_1 + a_{x2}\Sigma_2 + a_{x3}\Sigma_3)\exp(-ik_y y - ik_z z), \tag{42}$$

$$H_{x2} = \frac{1}{F_2}(b_{x0}\Sigma_0 + b_{x1}\Sigma_1 + b_{x2}\Sigma_2 + b_{x3}\Sigma_3)\exp(-ik_y y - ik_z z), \tag{43}$$

$$E_{y2} = \frac{1}{F_2}\left[a_0\Sigma_0 + F_{\nu g}\Sigma_1 + a_2\Sigma_2 + F_{\nu 2}\Sigma_3\right]\exp(-ik_y y - ik_z z), \tag{44}$$

$$H_{y2} = \frac{i}{F_2}[b_0\Sigma_0 + F_{g2}\Sigma_1 + b_2\Sigma_2 + F_{\nu g}\Sigma_3]exp(-ik_y y - ik_z z), \tag{45}$$

$$E_{z2} = \Sigma_0(x)\exp(-ik_y y - ik_z z), \tag{46}$$

$$H_{z2} = i\Sigma_2(x)\exp(-ik_y y - ik_z z), \tag{47}$$

где

$$a_{x0} = \frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{k_z}{k_0}b_0 - g a_0\right), \tag{48}$$

$$a_{x1} = \frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{k_z}{k_0}F_{g2} - g F_{\nu g}\right), \tag{49}$$

$$a_{x2} = \frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{k_z}{k_0}b_2 - \frac{k_y}{k_0}F_2 - g a_2\right), \tag{50}$$

$$a_{x3} = \frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{k_z}{k_0}F_{\nu g} - g F_{\nu 2}\right), \tag{51}$$

$$b_{x0} = \frac{1}{\mu}\left(\frac{k_y}{k_0}F_2 - \frac{k_z}{k_0}a_0 + \nu b_0\right), \tag{52}$$

$$b_{x1} = \frac{1}{\mu}\left(\nu F_{g2} - \frac{k_z}{k_0}F_{\nu g}\right), \tag{53}$$

$$b_{x2} = \frac{1}{\mu}\left(\nu b_2 - \frac{k_z}{k_0}a_2\right), \tag{54}$$

$$b_{x3} = \frac{1}{\mu}\left(\nu F_{\nu g} - \frac{k_z}{k_0}F_{\nu 2}\right). \tag{55}$$

Точно также можно получить выражения для СВЧ-компонент электромагнитного поля волны в средах *1* и *3* (эти выражения приведены в [24]).

Удовлетворяя условиям непрерывности тангенциальных компонент $E_y, E_z, H_y$ и $H_z$ при $x = 0$ и $x = s$, составим систему из восьми уравнений, которую можно упростить и свести к следующей системе для коэффициентов $A$, $B$, $C$ и $D$:

$$\begin{cases} d_{11}A + d_{12}B + d_{13}C + d_{14}D = 0, \\ d_{21}A + d_{22}B + d_{23}C + d_{24}D = 0, \\ d_{31}A + d_{32}B + d_{33}C + d_{34}D = 0, \\ d_{41}A + d_{42}B + d_{43}C + d_{44}D = 0. \end{cases} \tag{56}$$

Дисперсионное уравнение для VS-волны представляет собой определитель четвертого порядка для системы однородных уравнений (56), элементы которого вычисляются в соответствии с выражениями

$$d_{11} = \left[a_0 + a_2\beta_1 + \frac{F_2}{q_1^2}(\mu_1 k_{x1} k_0 \beta_1 - k_y k_z)\right]\cos(K_{x21}s) + \frac{K_{x21}}{k_0}(F_{\nu g} + F_{\nu 2}\beta_1)\sin(K_{x21}s), \quad (57)$$

$$d_{12} = \left[a_0 + a_2\beta_1 + \frac{F_2}{q_1^2}(\mu_1 k_{x1} k_0 \beta_1 - k_y k_z)\right]\sin(K_{x21}s) - \frac{K_{x21}}{k_0}(F_{\nu g} + F_{\nu 2}\beta_1)\cos(K_{x21}s), \quad (58)$$

$$d_{13} = \left[a_0 + a_2\beta_2 + \frac{F_2}{q_1^2}(\mu_1 k_{x1} k_0 \beta_2 - k_y k_z) + \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{\nu g} + F_{\nu 2}\beta_2)\right]\exp(k_{x22}s), \quad (59)$$

$$d_{14} = \left[a_0 + a_2\beta_2 + \frac{F_2}{q_1^2}(\mu_1 k_{x1} k_0 \beta_2 - k_y k_z) - \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{\nu g} + F_{\nu 2}\beta_2)\right]\exp(-k_{x22}s), \quad (60)$$

$$d_{21} = \left[b_0 + b_2\beta_1 + \frac{F_2}{q_1^2}(\varepsilon_1 k_{x1} k_0 - k_y k_z \beta_1)\right]\cos(K_{x21}s) + \frac{K_{x21}}{k_0}(F_{\nu g}\beta_1 + F_{g2})\sin(K_{x21}s), \quad (61)$$

$$d_{22} = \left[b_0 + b_2\beta_1 + \frac{F_2}{q_1^2}(\varepsilon_1 k_{x_1} k_0 - k_y k_z \beta_1)\right]\sin(K_{x21}s) - \frac{K_{x21}}{k_0}(F_{\nu g}\beta_1 + F_{g2})\cos(K_{x21}s), \quad (62)$$

$$d_{23} = \left[b_0 + b_2\beta_2 + \frac{F_2}{q_1^2}(\varepsilon_1 k_{x_1} k_0 - k_y k_z \beta_2) + \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{\nu g}\beta_2 + F_{g2})\right]\exp(k_{x22}s), \quad (63)$$

$$d_{24} = \left[b_0 + b_2\beta_2 + \frac{F_2}{q_1^2}(\varepsilon_1 k_{x_1} k_0 - k_y k_z \beta_2) - \frac{k_{x_{22}}}{k_0}(F_{\nu g}\beta_2 + F_{g2})\right]\exp(-k_{x_{22}}s), \quad (64)$$

$$d_{31} = a_0 + a_2\beta_1 - \frac{F_2}{q_3^2}(\mu_3 k_{x3} k_0 \beta_1 + k_y k_z), \quad (65)$$

$$d_{32} = -\frac{K_{x21}}{k_0}(F_{\nu g} + F_{\nu 2}\beta_1), \quad (66)$$

$$d_{33} = a_0 + a_2\beta_2 - \frac{F_2}{q_3^2}(\mu_3 k_{x3} k_0 \beta_2 + k_y k_z) + \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{\nu g} + F_{\nu 2}\beta_2), \quad (67)$$

$$d_{34} = a_0 + a_2\beta_2 - \frac{F_2}{q_3^2}(\mu_3 k_{x3} k_0 \beta_2 + k_y k_z) - \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{\nu g} + F_{\nu 2}\beta_2), \quad (68)$$

$$d_{41} = b_0 + b_2\beta_1 - \frac{F_2}{q_3^2}(\varepsilon_3 k_{x3} k_0 + k_y k_z \beta_1), \quad (69)$$

$$d_{42} = \frac{K_{x21}}{k_0}(F_{g2} - F_{\nu g}\beta_1), \quad (70)$$

$$d_{43} = b_0 + b_2\beta_2 - \frac{F_2}{q_3^2}(\varepsilon_3 k_{x3} k_0 + k_y k_z \beta_2) + \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{\nu g}\beta_2 + F_{g2}), \quad (71)$$

$$d_{44} = b_0 + b_2\beta_2 - \frac{F_2}{q_3^2}(\varepsilon_3 k_{x_3} k_0 + k_y k_z \beta_2) - \frac{k_{x_{22}}}{k_0}(F_{\nu g}\beta_2 + F_{g_2}). \quad (72)$$

Сравнивая выражения (57)–(72) с аналогичными выражениями для элементов SS-волны в свободной ферритовой пластине (см. раздел 12 в [24]), легко заметить, что выражения для элементов $d_{11}, d_{12}, d_{21}, d_{22}, d_{31}, d_{32}, d_{41}$ и $d_{42}$ отличаются, тогда как выражения для остальных элементов совпадают.

### 3. Характеристики объемно-поверхностной спиновой волны в ферритовой пластине

В качестве примера рассчитаем на основе полученного дисперсионного уравнения некоторые характеристики обратной спиновой волны VS-типа (VS-ОСВ) в ферритовой пластине, окруженной полупространствами вакуума. В отличие от описания обратной объемной МСВ (ООМСВ) в магнитостатическом приближении [11], распределение VS-ОСВ внутри ферритовой пластины вдоль координаты $x$ описывают два волновых числа — $K_{x21}$ и $k_{x22}$: в соответствии с (22) волновое число $K_{x21}$ входит в тригонометрические функции и определяет объемное распределение волны, а волновое число $k_{x22}$ входит в экспоненциальные функции и определяет поверхностное распределение волны. Отметим, что ранее подобное распределение обратной СВ было описано также в работе [19], в которой было получено (без использования магнитостатического приближения) дисперсионное уравнение этой волны для случая ее распространения вдоль вектора $\overrightarrow{H_0}$.

Рассмотрим, как объемно-поверхностный характер распределения СВ отражается на ее характеристиках. Прежде всего, представляет интерес выяснить соотношение между волновыми числами $K_{x21}$ и $k_{x22}$, а также установить, в какой степени волна является объемной и в какой степени — поверхностной. Расчёты характеристик СВ проведем для величины поля $H_0 = 300$ Э и ферритовой пластины, имеющей толщину $s = 40$ мкм, диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_2 = 15$ и намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс. Поскольку за прошедшее время большинство работ, посвящённых ООМСВ, выполнено для случая распространения волны вдоль вектора $\overrightarrow{H_0}$, рассмотрим прежде всего различные характеристики двух первых мод СВ для этого случая (см. рис. 2–5).

На рис. 2 представлены дисперсионные зависимости $f(k_z)$ для первой и второй мод СВ (кривые *1* и *2*), рассчитанные на основе представленной теории, а также зависимости $f(k_z)$ для

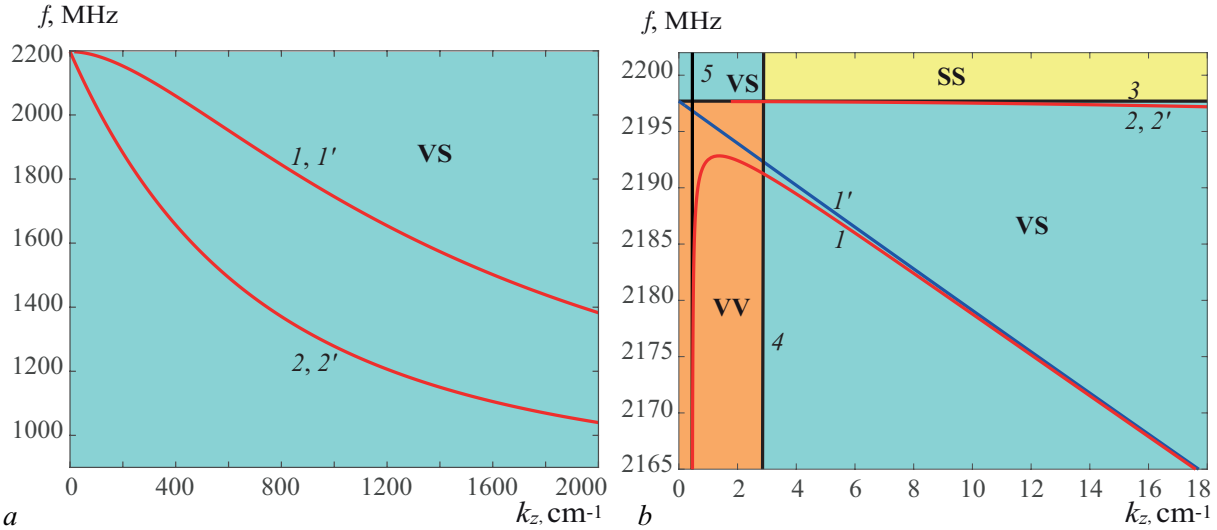



Рис. 2. Дисперсионные зависимости $f(k_z)$ первой и второй мод СВ (кривые *1* и *2*) и ООМСВ (кривые *1′* и *2′*): *a* — общий вид, *b* — вид в области малых значений $k_z$. Кривые *1′* и *2′* рассчитаны в магнитостатическом приближении, а кривые *1* и *2* — без него. Показаны граничные прямая *3* $f = f_\perp = \omega_\perp/2\pi = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H\omega_M}/2\pi = 2197.7$ МГц и кривая *4*$\alpha = 0$, которая отделяет на кривых *1* и *2* участки, соответствующие VS-волне и VV-волне; *5* — прямая $f = ck_0/2\pi$ (цвет онлайн)

Fig. 2. Dispersion dependences $f(k_z)$ for the first two modes of SW and BVMSW (curves *1*, *2* and *1′*, *2′* respectively): *a* — general view, *b* — view in the region of small $k_z$ values. Curves *1′* and *2′* were calculated in the magnetostatic approximation, and curves *1* and *2* — without it. Here also are shown the boundary straight line *3* $f = f_\perp = \omega_\perp/2\pi = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H\omega_M}/2\pi = 2197.7$ MHz and the curve *4*$\alpha = 0$, which separates on curves *1* and *2* the sections corresponding to the VS-wave and VV-wave; *5* — straight line $f = ck_0/2\pi$ (color online)

первой и второй мод ООМСВ (кривые *1'* и *2'*), рассчитанные в магнитостатическом приближении. Также на рис. 2 показаны прямая $f = f_\perp = \omega_\perp/2\pi = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H\omega_M}/2\pi = 2197.7$ МГц (*3*) и кривая $\alpha = 0$ (*4*), которые отделяют на плоскости $(f, k_z)$ и на зависимостях $f(k_z)$ области, соответствующие VS-, VV- и SS-типам волн.

Как видно из рис. 2, рассчитанные дисперсионные зависимости для обеих мод при больших значениях $k_z$ совпадают с известными кривыми, полученными Дэймоном и Эшбахом для обратной объемной магнитостатической волны [11]. Кроме того, точные зависимости $f(k_z)$ для первых мод СВ в области, соответствующей VS-волне, имеют обратный характер, тогда как в области, соответствующей VV-волне, эти зависимости имеют еще и участок с прямым характером волны. Отметим, что в области VV-волн дисперсионная зависимость $f(k_z)$ для второй моды СВ (кривая *2*) практически совпадает с кривыми *3* и *5*. Также из рис. 2 видно, что ниже частоты $f_\perp$ имеется частотный интервал $\Delta f_1$ шириной $\sim 4.87$ МГц, в котором не может существовать первая мода СВ. Как показывают расчеты, с увеличением толщины пленки $s$ ширина интервала $\Delta f_1$ также возрастает, причем зависимость $\Delta f_1(s)$ практически линейная и достаточно точно аппроксимируется прямой $\Delta f_1 = \xi s$, где коэффициент $\xi$ (при данных параметрах $H_0$, $4\pi M_0$ и $\varepsilon_2$) равен 0.122 МГц/мкм. То есть, например, в пластине ЖИГ толщиной $s = 400$ мкм первая мода СВ не будет возбуждаться ниже частоты $f_\perp$ в широком интервале частот — 48.7 МГц! В то же время для наиболее распространенных пленок ЖИГ толщиной до 20 мкм величина $\Delta f_1$ мала и не превышает 2.5 МГц.

На рис. 3, *a* приведены зависимости $x$-компонент волнового числа $K_{x21}, k_{x22}$ и $k_{x1}$ от постоянной распространения $k_z$ для первой и второй мод СВ (кривые *1–4*), а также зависимости

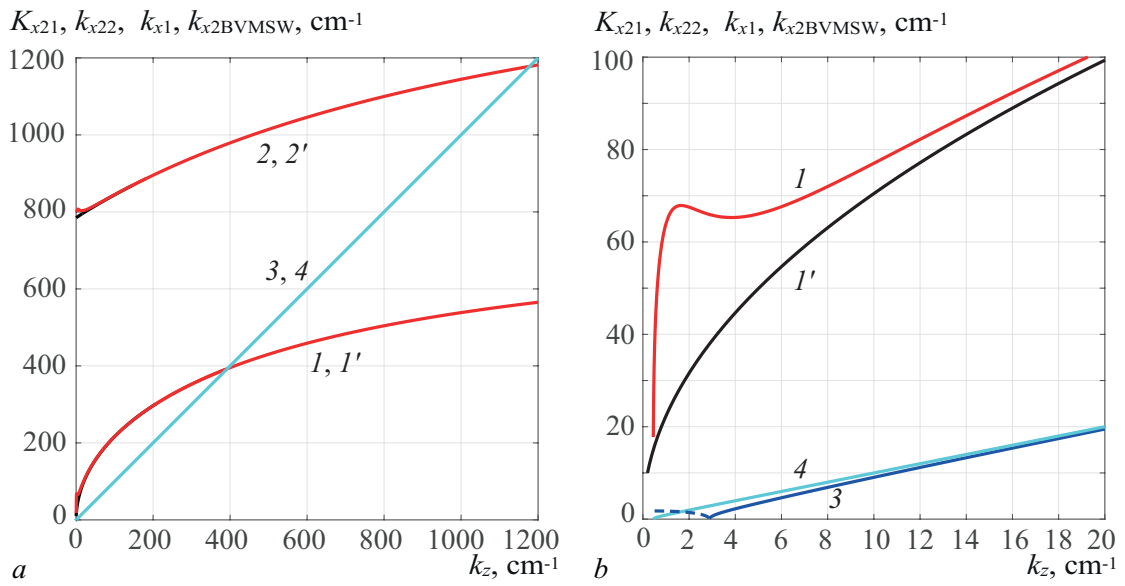



Рис. 3. Зависимости $K_{x21}(k_z)$ для первой и второй мод СВ (кривые *1* и *2*), $k_{x22}(k_z)$ (кривая *3*) и $k_{x1}(k_z)$ (кривая *4*), а также зависимости $k_{x2\text{BVMSW}}(k_z)$ для первой и второй мод ООМСВ (кривые *1'* и *2'*): *a* — общий вид, *b* — вид в области малых значений $k_z$. Кривые *1'* и *2'* рассчитаны в магнитостатическом приближении, а кривые *1–4* — без него. Зависимость $k_{x22}(k_z)$, описываемая сплошным участком кривой *3* является общей для всех мод VS-волны; штриховой участок кривой *3* соответствует VV-волне, характеризующейся мнимыми значениями $k_{x22}$ (цвет онлайн)

Fig. 3. Dependences $K_{x21}(k_z)$ for the first two modes of the VS wave (curves *1* and *2*), $k_{x22}(k_z)$ (curve *3*) and $k_{x1}(k_z)$ (curve *4*); here also are shown dependences $k_{x2\text{BVMSW}}(k_z)$ for the first two BVMSW modes (curves *1'* and *2'*): *a* — general view, *b* — view in the region of small $k_z$ values. Curves *1'* and *2'* were calculated in magnetostatic approximation, and curves *1–4* — without it. The dependence $k_{x22}(k_z)$ described by the solid section of curve *3*, is common for all VS wave modes; the dashed section of curve *3* corresponds to the VV wave, characterized by imaginary values of $k_{x22}$ (color online)

$k_{x2\text{BVMSW}}(k_z)$, описывающие распределение магнитного потенциала $\Psi$ для первых двух мод ООМСВ по толщине феррита (кривые *1'* и *2'*), причем на рис. 3, *b* показаны эти же зависимости для малых значений $k_z < 20$ см$^{-1}$. Здесь $k_{x1} = \sqrt{k_z^2 + k_y^2 - k_0^2\varepsilon_1\mu_1}$ — $x$-компонента волнового числа, описывающая экспоненциальное спадание СВЧ-поля СВ в полупространствах *1* и *3* в соответствии с формулами (68)–(71) в [24]. Как видно из рис. 3, зависимости $K_{x21}(k_z)$ и $k_{x2\text{BVMSW}}(k_z)$ (см. кривые *1*, *2* и *1'*, *2'*) значительно различаются для обеих мод при $k_z <\backsim 20$ см$^{-1}$ (для второй моды это различие заметно на рис. 3, *a* вблизи значения $K_{x21} \backsim 800$ см$^{-1}$).

Как следует из представленной теории, зависимость $k_{x22}(k_z)$ (кривая *3* на рис. 3) соответствует одновременно каждой из бесконечного числа мод СВ, причем значения $k_{x22}$ практически совпадают со значениями постоянной распространения $k_z$ за исключением области малых волновых чисел (см. рис. 3, *b*). Как видно из рис. 3, *b*, величина $k_{x22}$ становится равной нулю при $k_z = 2.8$ см$^{-1}$, что соответствует значению $k_z$ в точке пересечения зависимости $f(k_z)$ с граничной кривой $\alpha = 0$ (то есть в точке пересечения кривой *1* и кривой *4* на рис. 2). При $k_z <\backsim 2.8$ см$^{-1}$ величина $k_{x22}$ принимает мнимые значения, а СВ становится волной VV-типа (этим значениям $k_{x22}$ соответствует штриховой участок кривой *3* на рис. 3, *b*).

Рассчитаем теперь соотношения между коэффициентами $A$, $B$, $C$ и $D$, которые определяют вклад тригонометрических и экспоненциальных слагаемых в выражениях (22) и (30), описывающих распределение VS-волны по координате $x$. Для этого выразим коэффициенты $B$, $C$ и $D$ через коэффициент $A$ в уравнениях системы (60). Рассчитанные соотношения $B/A$, $C/A$ и $D/A$ для первых двух мод спиновой VS-волны представлены на рис. 4 и 5.

Как видно из рис. 4 и 5, экспоненциальные слагаемые в выражениях (22) и (30) (амплитуду которых определяют коэффициенты $C$ и $D$) могут вносить заметный вклад в распределение СВ по толщине ферритовой пластины: для первой моды СВ этот вклад заметен в интервале значений $k_0 < k_z <\backsim 10$ см$^{-1}$ (и в интервале частот $\backsim 2180$ МГц $< f < f_\perp$), а для второй моды СВ — в интервале значений $k_0 < k_z <\backsim 20$ см$^{-1}$ (и в интервале частот $\backsim 2195$ МГц $< f < f_\perp$).

Отметим здесь, что у читателей может возникнуть вопрос: какие измерения позволили бы однозначно отличить VS-моду от классической ООМСВ в эксперименте? Отвечая на такой

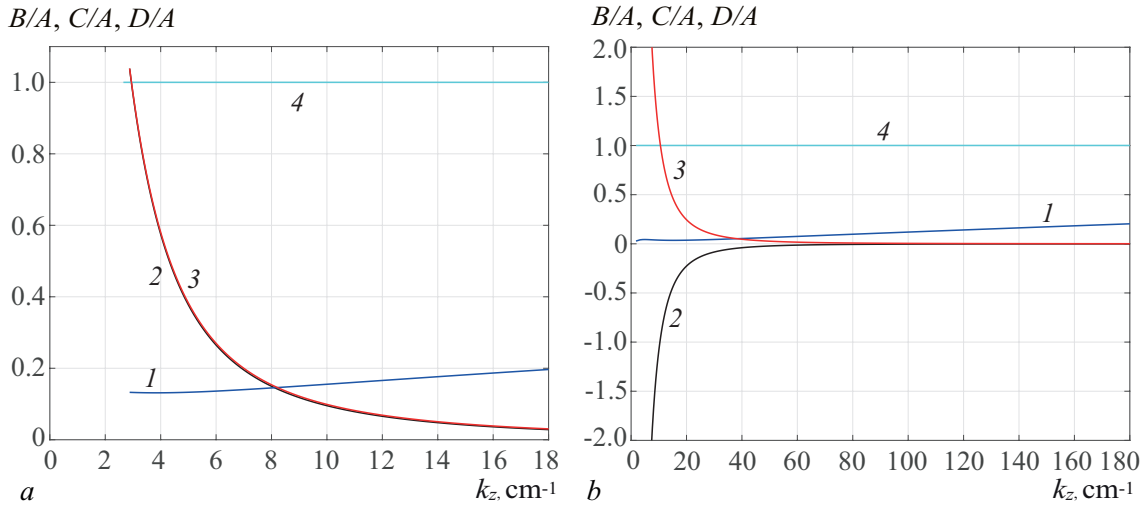



Рис. 4. Зависимости отношений коэффициентов $B/A, C/A$ и $D/A$ (кривые *1–3* соответственно) от постоянной распространения $k_z$ для первой (*a*) и второй (*b*) мод VS СВ в касательно намагниченной ферритовой пластине. Прямая *4* соответствует величине коэффициента $A$ (то есть отношению $A/A \equiv 1$) (цвет онлайн)

Fig. 4. Dependences of the ratios of the coefficients $B/A, C/A$ and $D/A$ (curves *1–3*, respectively) on the propagation constant $k_z$ for the first (*a*) and second (*b*) modes of the VS SW in a tangentially magnetized ferrite plate. Straight line *4* corresponds to the value of the coefficient $A$ (i.e., the ratio $A/A \equiv 1$) (color online)

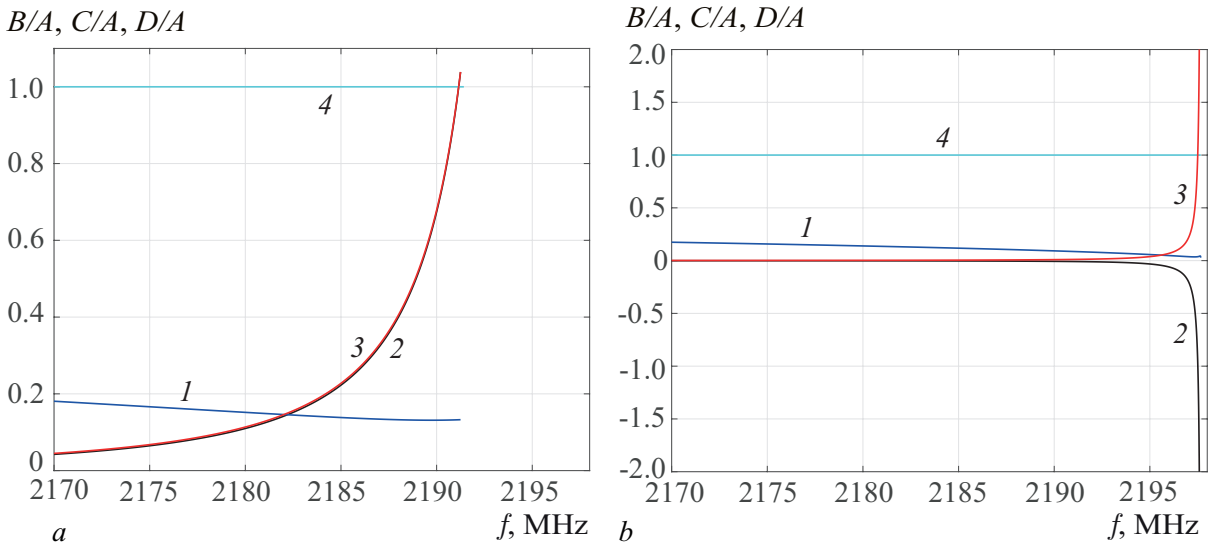



Рис. 5. Зависимости отношений коэффициентов $B/A, C/A$ и $D/A$ (кривые *1–3* соответственно) от частоты $f$ для первой (*a*) и второй (*b*) мод VS СВ в касательно намагниченной ферритовой пластине. Прямая *4* соответствует величине коэффициента $A$ (то есть отношению $A/A \equiv 1$) (цвет онлайн)

Fig. 5. Dependences of the ratios of the coefficients $B/A$, $C/A$ and $D/A$ (curves *1–3*, respectively) on the frequency $f$ for the first (*a*) and second (*b*) modes of the VS CB in a tangentially magnetized ferrite plate. Straight line *4* corresponds to the value of the coefficient $A$ (i.e., the ratio $A/A \equiv 1$) (color online)

вопрос, заметим, что в *реальном* эксперименте *всегда* возбуждается (и ранее *всегда* возбуждалась!) *реальная* СВ, дисперсионная зависимость которой соответствует VV- и VS-волнам, а не ООМСВ, у которой, в соответствии с теорией Дэймона–Эшбаха [11], $k \to 0$ при $f \to f_\perp$. Как видно из рис. 2, дисперсионные зависимости первой моды VV- и VS-волн и дисперсионная зависимость первой моды ООМСВ сильно различаются для интервала волновых чисел $k < 5$ см$^{-1}$, где магнитостатическое приближение и теория [11] несправедливы. Однако именно для этого интервала волновых чисел дисперсионная зависимость *реальных* СВ никогда не измерялась. Если же поставить эксперимент по измерению дисперсионной зависимости *реальных* СВ, возбуждающихся ниже частоты $f_\perp$, то такой эксперимент покажет, что на дисперсионной зависимости первой моды *реальной* СВ *всегда* будет наблюдаться максимум, имеющийся на кривой *1* рис. 2, *b* при значении $k \sim 1.5$ см$^{-1}$, и, следовательно, докажет справедливость представленной выше теории.

## Заключение

Аналитически, без использования приближений, получено дисперсионное уравнение для объемно-поверхностной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль касательно намагниченного бигиротропного слоя в произвольном направлении. Показано, что распределение амплитуд СВЧ-полей волны внутри бигиротропного слоя описывают два волновых числа $K_{x21}$ и $k_{x22}$, которые входят соответственно в тригонометрические и экспоненциальные функции и определяют объемное и поверхностное распределение волны. Представленное в работе дисперсионное уравнение может быть использовано для расчета характеристик объемно-поверхностных электромагнитных волн в различных анизотропных слоях, являющихся частными случаями бигиротропного слоя.

На основе полученных результатов исследованы характеристики обратной объемно-поверхностной спиновой волны в ферритовой пластине (являющейся частным случаем бигиротропного слоя). Для случая распространения волны вдоль внешнего магнитного поля рассчитаны диспер-

сионные зависимости двух первых мод этой волны, а также коэффициенты и волновые числа, определяющие поверхностную и объемную части распределения волны по толщине феррита. Проведено сравнение этих характеристик с аналогичными характеристиками для обратной объемной магнитостатической волны, распределение которой по толщине феррита характеризует одно волновое число. Найдено, что на частотах, лежащих вблизи ферромагнитного резонанса пластины, и при малых значений постоянной распространения $k_z \lesssim 10$ см$^{-1}$ указанные характеристики существенно различаются.

**Список литературы**


1. *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.
2. *Pirro P., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Hillebrands B.* Advances in coherent magnonics // Nat. Rev. Mater. 2021. Vol. 6. P. 1114–1135. DOI: 10.1038/s41578-021-00332-w.
3. *Chumak A., Kabos P., Wu M., Abert C., Adelmann C., Adeyeye 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 łos 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., 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., Kusminskiy S. V., Wang Q., Weides M., Weiler M., Wintz S., Wolski S. P., Zhang X.* Advances in magnetics roadmap on spin-wave computing // IEEE Transactions on Magnetics. 2022. Vol. 58, no. 6. P. 0800172. DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664.
4. *Никитов С. А., Филимонов Ю. А.* Спиновые волны в магнитных микроструктурах: магнонная логика и обработка информации // РЭ. 2025. Т. 70, № 4. С. 292–331. DOI: 10.7868/S303459012 5040017.
5. *Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г.* Спиновые волны. М: Наука, 1967. 368 с.
6. *Гуревич А. Г.* Ферриты на сверхвысоких частотах. М: Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1960. 407 с.
7. *Ваннэ Г. М.* СВЧ устройства на магнитостатических волнах // Обзоры по электронной технике. Серия. 1. Электроника СВЧ. № 8(1060). М.: ЦНИИ «Электроника», 1984. 80 с.
8. *Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П.* Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Сарат. гос. ун-та, 1993. 312 с.
9. *Гуревич А. Г., Мелков Г. А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
10. *Stancil D. D., Prabhakar A.* Spin Waves. Theory and Applications. New-York: Springer, 2009. 348 p. DOI: 10.1007/978-0-387-77865-5.
11. *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.

12. *Ruppin R.* Electromagnetic modes of a ferromagnetic slab // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. P. 11–15. DOI: 10.1063/1.339169.
13. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* Влияние диэлектрической подложки и магнитных потерь на дисперсию и свойства поверхностной магнитостатической волны // РЭ. 2001. Т. 46, № 6. С. 729–738.
14. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* Характеристики поверхностной магнитостатической волны в структуре феррит-диэлектрик, помещенной в медленно меняющееся неоднородное магнитное поле // РЭ. 2001. Т. 46, № 10. С. 1257–1265.
15. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* Поверхностные магнитостатические волны в структуре феррит-диэлектрик, окруженной полупространствами с отрицательной диэлектрической проницаемостью // РЭ. 2002. Т. 47, № 1. С. 97–102.
16. *Гришин С. В.* Распространение и взаимодействие сигналов при возбуждении магнитостатических волн в нелинейных линиях передачи: дисс ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. Саратов: СГУ, 2006. 173 с.
17. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* О взаимосвязи энергетических и дисперсионных характеристик магнитостатических волн в ферритовых структурах // УФН. 2011. Т. 181, № 3. С. 293–304. DOI: 10.3367/UFNr.0181.201103c.0293.
18. *Вяткина С. А., Бабичев Р. К., Иванов В. Н.* Электромагнитные волны в касательно намагниченной ферритовой пленке, распространяющиеся под углом к полю подмагничивания // Электромагнитные волны и электромагнитные системы. 2011. Т. 16, № 10. С. 64–70.
19. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* О физических свойствах обратной магнитостатической волны при ее описании на основе уравнений Максвелла // РЭ. 2012. Т. 57, № 5. С. 541–549.
20. *Локк Э. Г.* Спиновые волны в структуре диэлектрик-феррит-диэлектрик, граничащей с «магнитными стенками» или идеальными проводниками (на основе уравнений Максвелла) // РЭ. 2014. Т. 59, № 7. С. 711–721. DOI: 10.7868/S0033849414050040.
21. *Локк Э. Г.* Структура высокочастотных полей поверхностной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине // РЭ. 2016. Т. 61, № 1. С. 35–44. DOI: 10.7868/S00338 49415100095.
22. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* Влияние металлического экрана и магнитной стенки на картины векторных линий высокочастотного поля поверхностной спиновой волны // РЭ. 2016. Т. 61, № 8. С. 746–756. DOI: 10.7868/S0033849416080143.
23. *Гришин С. В., Богомолова А. В., Никитов С. А.* Дважды отрицательные среды на основе антиферромагнитных полупроводников для терагерцового диапазона частот // Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48, № 5. С. 39–42. DOI: 10.21883/PJTF.2022.05.52156.18955.
24. *Локк Э. Г., Герус С. В.* Электромагнитные волны в касательно намагниченном бигиротропном слое (с примером анализа характеристик спиновых волн в ферритовой пластине) // УФН. 2024. Т. 194, № 12. С. 1330–1344. DOI: 10.3367/UFNr.2024.09.039768.
25. *Локк Э. Г., Герус С. В.* Электромагнитные волны в односторонне металлизированном касательно намагниченном бигиротропном слое (с примером расчета характеристик спиновых волн) // РЭ. 2023. Т. 68, № 9. С. 884–892. DOI: 10.31857/S0033849423090152.
26. *Локк Э. Г., Герус С. В.* Изочастотные зависимости спиновых волн в касательно намагниченной ферритовой пластине, граничащей с идеальной магнитной стенкой // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88, № 11. С. 1676–1682. DOI: 10.31857/S0367676524110018.
27. *Локк Э. Г., Герус С. В.* Энергетические характеристики поверхностной электромагнитной волны в касательно намагниченном бигиротропном слое на примере расчета характеристик спиновой волны в ферритовой пластине // РЭ. 2025. Т. 70, № 10. С. 956–967. DOI: 10.7868/S3034590125100096.

28. *Локк Э. Г., Луговской А. В., Герус С. В.* Взаимосвязь между вектором Пойнтинга и вектором групповой скорости электромагнитных волн в бигиротропной среде // РЭ. 2021. Т. 66, № 7. С. 662–672. DOI: 10.31857/S003384942107007X.
29. *Lock E. G., Gerus S. V.* Relative orientations of the Poynting and group velocity vectors for electromagnetic waves propagating in an arbitrary direction in an unbounded bi-gyrotropic medium // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. Vol. 88, no. 11. P. 1774–1781. DOI: 10.1134/S1062873824708249.

**References**

1. Nikitov SA, Safin AR, Kalyabin DV, Sadovnikov AV, Beginin EN, Logunov MV, Morozova MA, Odintsov SA, Osokin SA, Sharaevskaya AYu, Sharaevsky YuP, Kirilyuk AI. Dielectric magnonics: from gigahertz to terahertz. Phys. Usp. 2020;63:945–974. DOI: 10.3367/UFNe.2019.07.038609.
2. Pirro P, Vasyuchka VI, Serga AA, Hillebrands B. Advances in coherent magnonics. Nat. Rev. Mater. 2021;6:1114–1135. DOI: 10.1038/s41578-021-00332-w.
3. 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 C-M, 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, Kusminskiy SV, Wang Q, Weides M, Weiler M, Wintz S, Wolski SP, Zhang X. Advances in magnetics roadmap on spin-wave computing. IEEE Transactions on Magnetics. 2022;58(6):0800172. DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664.
4. Nikitov SA, Philimonov YuA. Spin waves in magnetic microstructures: magnon logic and information processing. J. Commun. Technol. Electron. 2025;70:292–331. DOI: 10.7868/S3034590125040017.
5. Akhiezer AI, Bar'yakhtar VG. Spin Waves. Amsterdam: North-Holland Pub; 1968. 369 p.
6. Gurevich AG. Ferrites at Microwave Frequencies. New York: Consultants Bureau; 1963. 329 p.
7. Vapne GM. VHF Structure in Magnetostatic Waves. In: Reviews on Electronic Technology. Series. 1. Microwave Electronics. M.: Elektronika; 1984. No. 8(1060). 80 p.
8. Vashkovsky AV, Stalmakhov VS, Sharaevsky YuP. Magnetostatic Waves in Microwave Electronics. Saratov: Saratov State University Publishing; 1993. 312 p. (in Russian).
9. Gurevich AG, Melkov GA. Magnetic Oscillations and Waves. Boca Raton: CRC Press; 2020. 464 p.
10. Stancil DD, Prabhakar A. Spin Waves. Theory and Applications. New York: Springer; 2009. 348 p. DOI: 10.1007/978-0-387-77865-5.
11. 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.
12. Ruppin R. Electromagnetic modes of a ferromagnetic slab. J. Appl. Phys. 1987:62:11–15. DOI: 10.1063/1.339169.

13. Vashkovsky AV, Lock EG. Influence of dielectric substrate and magnetic losses on dispersion and properties of surface magnetostatic wave. J. Commun. Technol. Electron. 2001;46(6):729–738 (in Russian).
14. Vashkovsky AV, Lock EG. Characteristics of a surface magnetostatic wave in a ferrite-dielectric structure placed in a slowly changing non-uniform magnetic field. J. Commun. Technol. Electron. 2001;46(10):1257–1265 (in Russian).
15. Vashkovsky AV, Lock EG. Surface magnetostatic waves in a ferrite-dielectric structure surrounded by half-spaces with negative permittivity. J. Commun. Technol. Electron. 2002;47(1):97–102 (in Russian).
16. Grishin SV. Propagation and Interaction of Signals During Excitation of Magnetostatic Waves in Nonlinear Transmission Lines. PhD Thesis. Saratov: Saratov State University; 2006. 173 p. (in Russian).
17. Vashkovsky AV, Lock EG. On the relationship between magnetostatic wave energy and dispersion characteristics in ferrite structures. Phys. Usp. 2011;54:281–290. DOI: 10.3367/UFNe.0181.201103c.0293.
18. Vyatkina SA, Babichev RK, Ivanov VN. Electromagnetic waves in a tangentially magnetized ferrite film propagating at an angle to the magnetization field. Electromagnetic Waves and Electromagnetic Systems. 2011;16(10):64-67 (in Russian).
19. Vashkovskii AV, Lokk EG. The physical properties of a backward magnetostatic wave described on the basis of the Maxwell equations. J. Commun. Technol. Electron. 2012;57:490–497. DOI: 10.1134/S1064226912050105.
20. Lokk EG. Spin waves in a dielectric/ferrite/dielectric structure adjoining magnetic walls or perfect conductors: The analysis based on Maxwell's equations. J. Commun. Technol. Electron. 2014;59:767–776. DOI: 10.1134/S1064226914050040.
21. Lokk EG. The structure of high-frequency fields of a surface spin wave in a tangentially magnetized ferrite plate. J. Commun. Technol. Electron. 2016;61:33–41. DOI: 10.1134/S1064226915100095.
22. Lokk EG, Vashkovsky AV. The influence of a metal screen and magnetic wall on the vector line pattern of the high-frequency field of a surface spin wave. J. Commun. Technol. Electron. 2016;61:877–886. DOI: 10.1134/S1064226916080143.
23. Grishin SV, Bogomolova AV, Nikitov SA. Double negative media based on antiferromagnetic semiconductors for the terahertz frequency range. Tech. Phys. Lett. 2024;50:182–185. DOI: 10.1134/S1063785023180049.
24. Lock EG, Gerus SV. Electromagnetic waves in a tangentially magnetized bi-gyrotropic layer (with an example of analysis of spin wave characteristics in a ferrite plate). Phys. Usp. 2024;67:1257–1270. DOI: 10.3367/UFNe.2024.09.039768
25. Lock EG, Gerus SV. Electromagnetic waves in a tangentially magnetized one-side metallized bigyrotropic layer (Example of calculating the spin wave characteristics). J. Commun. Technol. Electron. 2023;68:971–978. DOI: 10.1134/S1064226923090152.
26. Lock EG, Gerus SV. Isofrequency dependences of spin waves in a tangentially magnetized ferrite plate adjoining a perfect magnetic wall. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024;88:1669–1674. DOI: 10.1134/S1062873824708031.
27. Lock EG, Gerus SV. Energy characteristics of a surface electromagnetic wave in a tangentially magnetized bigyrotropic layer using the example of calculating the characteristics of a spin wave in a ferrite plate. J. Commun. Technol. Electron. 2025;70(10):956–967 (in Russian). DOI: 10.7868/S3034590125100096.
28. Lock EG, Lugovskoi AV, Gerus SV. Relation between the Poynting and group velocity vectors of electromagnetic waves in a bi-gyrotropic medium. J. Commun. Technol. Electron. 2021;66:834–843. DOI: 10.1134/S106422692107007X.

29. Lock EG, Gerus SV. Relative orientations of the Poynting and group velocity vectors for electromagnetic waves propagating in an arbitrary direction in an unbounded bi-gyrotropic medium. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024;88:1774–1781. DOI: 10.1134/S1062873824708249.



*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



*Герус Сергей Валерианович* — родился в Москве (1947). Окончил МФТИ (1971) и аспирантуру МФТИ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических 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

Прикладные задачи нелинейной теории колебаний и волн

Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2026. Т. 34, № 5
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5)

Научная статья
УДК 537.62+538.6

DOI: 10.18500/0869-6632-003233
EDN: JJFYRB

# Многопортовые ЖИГ-сети для реконфигурируемого демультиплексирования спиновых волн: роль ортогональности и симметрии волноводных топологий

*А. А. Манышева*✉, *А. А. Солянов*, *А. В. Садовников*

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия
E-mail: ✉aamsgmaam2006@gmail.com, solyanov555@gmail.com, sadovnikovav@gmail.com

*Поступила в редакцию 9.07.2026, принята к публикации 12.08.2026,*
*опубликована онлайн 21.08.2026, опубликована 30.09.2026*

***Аннотация***. *Цель*. Исследование механизмов частотно-селективного демультиплексирования спиновых волн в многопортовых магнонных сетях на основе железо-иттриевого граната. Основной фокус сделан на влиянии геометрической симметрии крестообразных узлов и ортогональности волноводов на пространственное распределение сигнала, а также на разработке принципов реконфигурируемой логики без изменения топологии структуры. *Методы*. Микромагнитное моделирование выполнено путем численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта в пакете MuMax3 с учетом обменного взаимодействия и магнитостатики. Для верификации режимов изоляции каналов и выявления скрытых интерференционных зависимостей впервые применен корреляционный анализ Пирсона к временным рядам динамической намагниченности на выходных терминалах восьмиканальной структуры при варьировании угла подмагничивания. *Результаты*. Установлено, что эффективность межканальной передачи в ортогональных топологиях критически зависит от анизотропии внутреннего поля и частоты возбуждения. Обнаружено селективное перераспределение мощности портов, обусловленное модовой конверсией в узлах сочленения. Показано, что двухканальное когерентное возбуждение позволяет реализовывать интерференционное управление сигналом. *Заключение*. Продемонстрировано, что единая крестообразная архитектура способна выполнять функции, эквивалентные каскаду из 15 булевых вентилей (AND, OR, XOR и др.). Переключение логических состояний достигается исключительно вариацией параметров внешнего поля и фазы входных сигналов, что открывает перспективы для создания энергоэффективных процессоров типа Processing-in-Memory.

***Ключевые слова***: магноника, спиновые волны, железо-иттриевый гранат, демультиплексирование, корреляционный анализ, реконфигурируемая логика, микромагнитное моделирование.

***Благодарности***. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 26-19-00856).

***Для цитирования***: *Манышева А. А., Солянов А. А., Садовников А. В.* Многопортовые ЖИГ-сети для реконфигурируемого демультиплексирования спиновых волн: роль ортогональности и симметрии волноводных топологий // Известия вузов. ПНД. 2026. Т. 34, № 5. С. 683–697. DOI: 10.18500/0869-6632-003233. EDN: JJFYRB

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

© *Манышева А. А., Солянов А. А., Садовников А. В., 2026*

Article DOI: 10.18500/0869-6632-003233

# Multiport YIG networks for reconfigurable spin wave demultiplexing: the role of orthogonality and symmetry of waveguide topologies

*A. A. Manysheva*✉, *A. A. Solyanov*, *A. V. Sadovnikov*

Saratov State University, Russia
E-mail: ✉aamsgmaam2006@gmail.com, solyanov555@gmail.com, sadovnikovav@gmail.com
*Received 9.07.2026, accepted 12.08.2026, available online 21.08.2026, published 30.09.2026*

***Abstract.*** *Purpose*. This study investigates the mechanisms of frequency-selective spin wave demultiplexing in multiport magnonic networks based on yttrium iron garnet. We focus on how the geometric symmetry of cross-shaped nodes and waveguide orthogonality affect signal spatial distribution, aiming to develop principles for reconfigurable logic without altering the structure's topology. *Methods*. Micromagnetic modeling was performed by numerically solving the Landau–Lifshitz–Gilbert equation in MuMax3, accounting for exchange interaction and magnetostatics. For the first time, Pearson correlation analysis was applied to dynamic magnetization time series at the output terminals of an eight-channel structure to verify channel isolation regimes and reveal hidden interference dependencies while varying the bias field angle. *Results*. We established that inter-channel transmission efficiency in orthogonal topologies critically depends on internal field anisotropy and excitation frequency. Selective power redistribution among ports, driven by mode conversion at junctions, was observed. Furthermore, coherent two-channel excitation was shown to enable interference-based signal control. *Conclusion*. It is demonstrated that a single cross-shaped architecture can perform functions equivalent to a cascade of 15 Boolean gates (AND, OR, XOR, etc.). Logical state switching is achieved exclusively by varying external field parameters and input signal phases, paving the way for energy-efficient Processing-in-Memory processors.

***Keywords***: magnonics, spin waves, YIG, demultiplexing, correlation analysis, reconfigurable logic, micromagnetic simulation.

***Acknowledgements***. This work was supported by the Russian Science Foundation (project No. № 26-19-00856).

***For citation***: Manysheva AA, Solyanov AA, Sadovnikov AV. Multiport YIG networks for reconfigurable spin wave demultiplexing: the role of orthogonality and symmetry of waveguide topologies. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5):683–697. DOI: 10.18500/0869-6632-003233

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

## Введение

Преодоление фундаментальных ограничений традиционной КМОП-электроники, связанных с джоулевыми потерями и тепловыделением, требует поиска альтернативных физических носителей информации. В этом контексте магноника, базирующаяся на распространении спиновых волн (СВ) в магнитных диэлектриках, предлагает способ вычислений без переноса электрического заряда [1–3]. Такой подход уменьшает потери энергии и обеспечивает возможность интеграции с существующими СВЧ-устройствами.

Основой для реализации магнонных устройств чаще всего являются плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ), обладающие низким коэффициентом затухания СВ $\alpha \sim 10^{-4}$ [4]. На базе плёнок ЖИГ разработан широкий спектр устройств: от интерферометров [5] и кольцевых резонаторов [6–8] до элементов памяти [9, 10]. Но масштабирование этих решений до уровня полноценных вычислительных схем сталкивается с проблемой управления в многопортовых архитектурах.

Больший интерес вызывают устройства, которые способны менять функционал без физической перестройки геометрии. Изменяя ориентацию внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$, можно управлять распространением спиновых волн [11–13], добиваясь необходимых режимов работы устройства. Тем не менее роль скрытых корреляционных зависимостей в таких структурах ранее не исследовалась.

В данной работе рассмотрены два случая сопряжения волноведущих структур: ортогональное сочленение микроволноводов и радиальное сопряжение с интегрированным центральным резонатором и пересечением волноводов под непрямым углом. Методом микромагнитного моделирования выявлены механизмы распространения спиновых волн в рассматриваемых конфигурациях магнонных структур. С помощью метода, основанного на корреляционном анализе, проведено сравнительное исследование двух топологий и различных механизмов маршрутизации спиновых волн и устойчивости характеристик сигнала на выходных терминалах к малым отклонениям угла магнитного поля. Предложенный подход может лечь в основу проектирования энергоэффективных устройств, которые могли бы применяться в архитектурах Processing-in-Memory [14–16] на основе магнонных структур с различными топологиями и типами сочленения микроволноводов.

## 1. Методика микромагнитного моделирования многотерминальных магнонных структур

В данной работе рассмотрены две топологии многотерминальных магнонных устройств, созданных на основе плёнок ЖИГ ($Y_3Fe_5O_{12}$). Выбор этого ферримагнитного диэлектрика продиктован его уникальными свойствами: низким коэффициентом затухания Гильберта ($\alpha \sim 10^{-4}$). Эти характеристики важны для возможности распространения СВ на макроскопические расстояния, что необходимо для реализации устройств обработки сигнала [1, 4].

Для описания пространственно-временной динамики вектора намагниченности $\vec{M}(\mathbf{r}, t)$ использовалось уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ):

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \left( \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} \right) + \frac{\alpha}{M_s} \left( \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right), \tag{1}$$

где $\gamma$ — магнитомеханическое отношение; $M_s$ — величина намагниченности насыщения ЖИГ. Первый член в правой части уравнения отвечает за консервативную динамику и прецессию намагниченности вокруг равновесного состояния, второй — описывает релаксацию вектора намагниченности к состоянию равновесия, локально определяемому в каждой точке расчетной области перед началом решения задачи о возбуждении при микромагнитном моделировании.

Эффективное магнитное поле $\vec{H}_{\text{eff}}$ представляется в виде

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_0 + \vec{H}_{\text{ex}} + \vec{H}_{\text{d}} + \vec{H}_{\text{an}}, \tag{2}$$

где $\vec{H}_0$ — внешнее магнитное поле; $\vec{H}_{\text{ex}}$ — обменное поле, которое определяет связь магнитных моментов и оказывается важным даже при рассмотрении дипольных волн в расчете основного состояния ферромагнитной структуры; $\vec{H}_{\text{d}}$ — размагничивающее дипольное поле, которое возникает из-за диполь-дипольного взаимодействия; $\vec{H}_{\text{an}}$ — поле анизотропии, которое в настоящем расчете полагалось равным нулю.

Численное решение уравнения ЛЛГ проводилось в специализированном пакете микромагнитного моделирования `MuMax3` [17]. Для исключения отражения СВ от краев расчетной области в конце выходных плеч структуры (после области антенн) были добавлены поглощающие слои длинной 300 мкм. В них параметр затухания $\alpha$ плавно нарастал от $10^{-4}$ до 1.

При численном моделировании было рассмотрено два способа возбуждения системы. Для получения амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) использовался широкополосный импульс внешнего магнитного поля, которое в области входной антенны принимало вид $h \sim \sin(2\pi f_c t)/(2\pi f_c t)$, где значение $f_c$ определяло наибольшее значение в регистрируемом спектре выходного сигнала. Для анализа стационарных картин распределения применялось гармоническое возбуждение на фиксированных частотах $h \sim \sin(2\pi f t)$, где значение частоты $f$

выбиралось из диапазона частот 4.8...5.6 ГГц, что согласовывается с условиями возбуждения и распространения поверхностных магнитостатических волн (волн Дамона–Эшбаха) при заданной величине подмагничивания. Параметры материала ЖИГ, которые использовались в моделировании: $M_s = 139$ кА/м, $A_{\text{ex}} = 3.614 \cdot 10^{-12}$ Дж/м, $\alpha = 10^{-4}$.

Поскольку для монокристаллического ЖИГ вклад магнитной анизотропии пренебрежимо мал по сравнению с диполь-дипольным взаимодействием, дисперсионные свойства волн в рассматриваемых микроволноводах определялись в основном геометрией образца (через $\vec{H}_{\text{d}}$) и ориентацией внешнего подмагничивания.

## 2. Геометрия исследуемых структур

Первая рассматриваемая структура образована пересечением четырех микроволноводов (рис. 1, *a*). Такая структура обладает симметрией четвертого порядка ($C_4$) относительно центра.

Каждое плечо двойного креста имеет ширину $w = 300$ мкм и длину $L = 4000$ мкм. Толщина ферритовой пленки составляет $d = 10$ мкм. Волноводы расположены вдоль осей $x$ и $y$.

Входной сигнал подается на входной порт $\text{P}_0$, расположенный на одном из плеч структуры. Семь остальных портов ($\text{P}_1 - \text{P}_7$) являются выходами, на которых регистрируется отклик. В плоскости структуры под углом $\varphi$ к оси $x$ приложено внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0$. Рассматривался диапазон значений $-15^\circ \leqslant \varphi \leqslant 105^\circ$. Такая топология может быть использована для изучения условий модовой конверсии в местах пересечения ортогональных волноводов.

Вторая рассматриваемая структура составляет восьмиканальную радиальную топологию с интегрированным в центр круговым резонатором радиусом $r = 500$ мкм (рис. 1, *b*). Расположение плеч асимметрично: четыре канала направлены вдоль главных осей ($0^\circ$, $90^\circ$, $180^\circ$, $270^\circ$), а остальные четыре смещены на угол $\pm 33^\circ$ относительно волноводов, расположенных по оси $x$. Ширина всех каналов сохранена равной $w = 300$ мкм для обеспечения идентичности модового состава с крестообразной структурой.

Центральный круг обладает непрерывной вращательной симметрией ($C_\infty$). Это способствует формированию азимутальных мод с различными угловыми моментами. Наличие резонатора приводит к локализации энергии в центре. Общая симметрия структуры понижается до второго порядка ($C_2$) из-за неравномерного расположения волноводов по окружности. Входной сигнал поступает через порт $\text{P}_{\text{in}}$, а регистрация ведется на семи выходах $\text{P}_1 - \text{P}_7$. Аналогично прошлой структуре внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0$ направлено в плоскости структуры под углом $\varphi$ к оси $x$.

## 3. Пространственное распределение эффективного поля при различной ориентации внешнего магнитного поля

На первом этапе численного моделирования определялось основное состояние ферромагнитной структуры путем расчета задачи о распределении равновесной намагниченности в каждой точке расчетной области. Профиль внутреннего магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r})$ непосредственно определяет локальные резонансные частоты и условия связи между волноводами. При приложении внешнего поля $\mu_0 H_0 = 0.12$ Тл в плоскости пленки под углом $\varphi$ на картах распределения (рис. 1, *c*–*j*) наблюдается неоднородность, вызванная граничными эффектами. В каналах, перпендикулярных вектору $\mathbf{H}_0$, велика роль размагничивающих факторов, что понижает локальную резонансную частоту. В продольных волноводах внутреннее поле близко к внешнему.

В узлах пересечения возникают сильные градиенты $H_{\text{eff}}$. Для крестообразной структуры характерны зоны пониженной намагниченности на внутренних углах. В радиальной топологии наличие центрального круга смягчает эти скачки, однако на стыке с наклонными волноводами ($\pm 33^\circ$) формируется картина поля, модулирующая условия возбуждения резонатора.

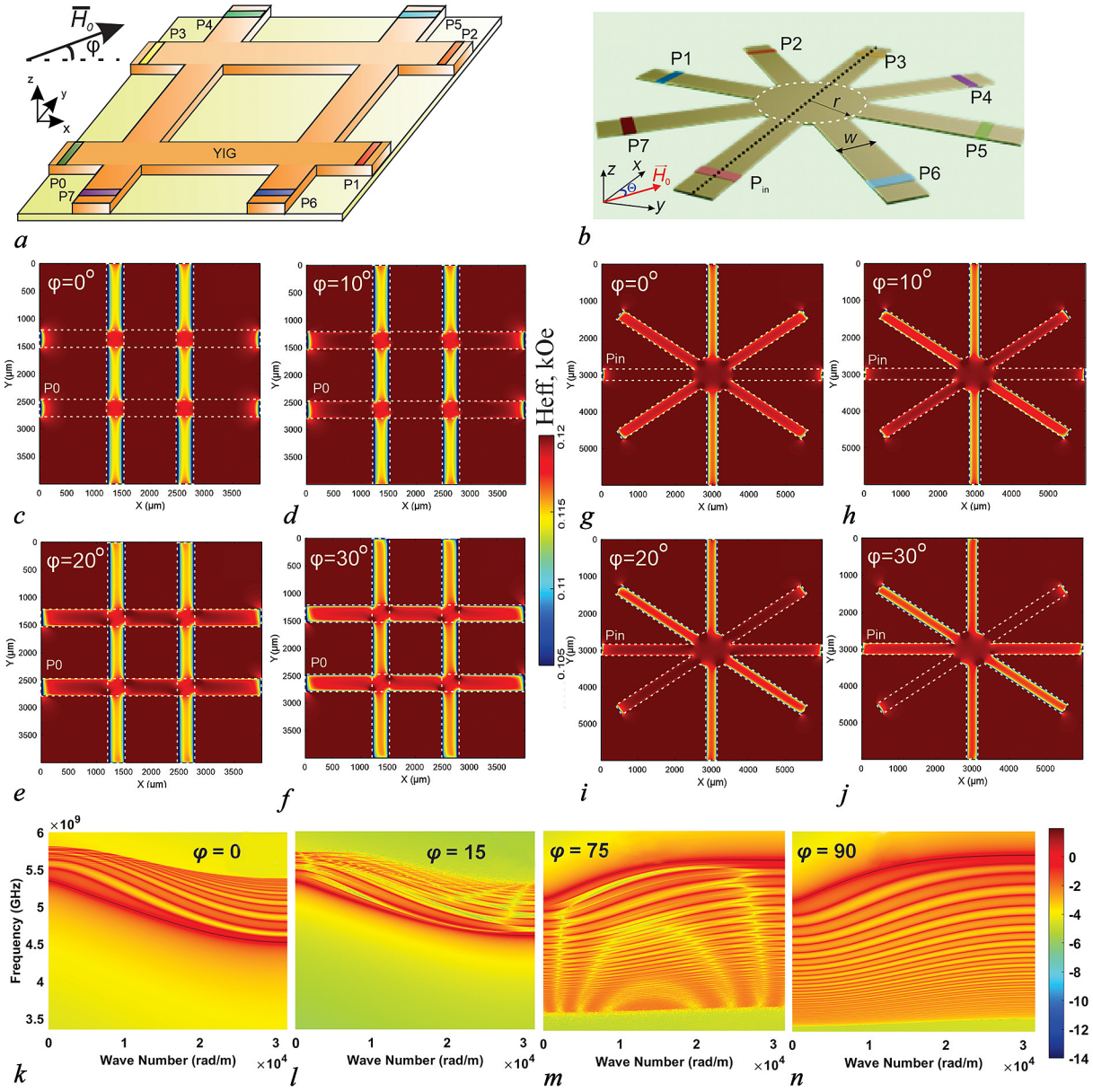



Рис. 1. Геометрия исследуемых магнонных структур и профили внутреннего магнитного поля. *a* — Схема крестообразного соединения: входной порт $P_0$, выходные порты $P_1$–$P_7$, угол приложения поля φ; *b* — радиальная структура с центральным резонатором радиуса $r$: четыре основных плеча вдоль осей симметрии и четыре дополнительных, смещенных на $\pm 33°$; *c*–*f* — карты распределения модуля эффективного поля $H_{\text{eff}}$ в крестообразной структуре при $\varphi = 0°$ (*c*), $10°$ (*d*), $20°$ (*e*), $30°$ (*f*); белые пунктирные линии обозначают границы волноводов; *g*–*j* — аналогичные распределения $H_{\text{eff}}$ для радиальной топологии; *k*–*n* — дисперсионные зависимости для волноводов шириной $w = 300$ мкм при различных углах подмагничивания: $\varphi = 0°$ (*k*), $15°$ (*l*), $75°$ (*m*), $90°$ (*n*). Цветовая шкала соответствует логарифму спектральной плотности мощности (цвет онлайн)

Fig. 1. Geometry of the studied magnonic structures and profiles of the internal magnetic field. *a* — Cross-shaped junction scheme: input port $P_0$, output ports $P_1$–$P_7$, bias field angle φ; *b* — radial structure with a central resonator of radius $r$: four main arms along symmetry axes and four additional ones shifted by $\pm 33°$; *c*–*f* — maps of the effective field modulus $H_{\text{eff}}$ distribution in the cross-shaped structure at $\varphi = 0°$ (*c*), $10°$ (*d*), $20°$ (*e*), $30°$ (*f*); white dashed lines denote waveguide boundaries; *g*–*j* — analogous $H_{\text{eff}}$ distributions for the radial topology; *k*–*n* — dispersion dependencies for waveguides of width $w = 300$ μm at different bias angles: $\varphi = 0°$ (*k*), $15°$ (*l*), $75°$ (*m*), $90°$ (*n*). Color scale corresponds to the logarithm of spectral power density (color online)

Поворот вектора $\mathbf{H}_0$ перестраивает картину поля. При $\varphi \in [0°, 30°]$ в крестообразной структуре проекции поля на оси плеч выравниваются, контраст размагничивающих факторов падает, и среда становится квазиоднородной. В радиальной системе, наоборот, отклонение от осей симметрии усиливает асимметрию поля, «перетягивая» максимумы $H_{\text{eff}}$ к соседним каналам. Это создает условия для селективного ввода сигнала в конкретные выходы за счет улучшения согласования.

Далее был проведен расчет эффективных дисперсионных зависимостей на плоскости «частота – волновое число» путем двойного Фурье-преобразования от амплитуды сигнала в виде компоненты $m_z$ намагниченности. Дисперсионные зависимости (рис. 1, *k*–*n*) демонстрируют смену типа мод при изменении угла $\varphi$. При продольном подмагничивании ($\varphi = 0°$) возбуждаются обратно-объемные магнитостатические волны (ООМСВ) с отрицательной групповой скоростью. При повороте поля в поперечное направление ($\varphi \to 90°$) спектр перестраивается, и доминирующими становятся поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ). Смена типа дисперсии определяет условия фазового синхронизма и прохождения сигнала через области сочленения микроволноводов.

## 4. Механизмы пространственно-частотного демультиплексирования спиновых волн

Для выявления различий в механизмах частотной селекции, обусловленных топологией, было проведено сравнение частотных откликов структур в выходных терминалах на широкополосное возбуждение в области входного терминала при фиксированном значении угла $\varphi = 0°$ и величине магнитного поля $\mu_0 H_0 = 0.12$ Тл. Для получения АЧХ передачи осуществлялось быстрое преобразования Фурье (БПФ) временных зависимостей $z$-компоненты намагниченности $m_z(t)$ в выходных портах. Коэффициент передачи при этом нормировался на спектр входного сигнала (в портах $P_0$ или $P_{\text{in}}$), что позволяло количественно оценить вносимые структурой потери.

На рис. 2 приведены АЧХ и пространственные карты распределения интенсивности и фазы для крестообразной и радиальной структур. На АЧХ радиальной структуры (рис. 2, *d*) видно, что структура имеет зеркальную симметрию относительно оси распространения входного сигнала. Это выражается в том, что пары портов $P_1$–$P_5$, $P_2$–$P_4$ и $P_6$–$P_7$ показывают практически идентичные резонансные пики в диапазоне частот 4.8...5.6 ГГц. В противоположность этому, спектральный отклик крестообразной структуры (рис. 2, *a*) характеризуется выраженным нарушением зеркальности. Несмотря на геометрическую симметрию $C_4$ самого узла, АЧХ для симметрично расположенных выходов существенно различаются по амплитуде и положению резонансов. Такое поведение обусловлено асимметрией входа $P_0$ по отношению к оси симметрии структуры.

Карты распределения интенсивности СВ (рис. 2, *b, e*) позволяют выявить особенности модового состава СВ и предположить появление провалов и пиков в спектре выходного сигнала в различных терминалах. В радиальной структуре при $f = 5.3031$ ГГц (рис. 2, *e*) наблюдается четкая локализация энергии в центральном резонаторе с последующим симметричным «разбеганием» сигнала по плечам. В крестообразной топологии при $f = 5.3000$ ГГц (рис. 2, *b*) картина иная: мощность концентрируется в порте $P_7$, тогда как в геометрически симметричном ему порте $P_4$ уровень сигнала подавлен более чем на 10 дБ, что видно по АЧХ.

Распределение фазы СВ можно визуализировать путем картирования $m_z$-компоненты (рис. 2, *c, f*) в расчетной области, что позволяет отметить различия в структуре волнового фронта СВ, распространяющихся в исследуемых топологиях. В радиальной структуре (рис. 2, *f*) в центральной области наблюдается круговое изменение фазы, а в выходных каналах симметричные порты имеют идентичный профиль, что указывает на согласованное прохождение сигнала.

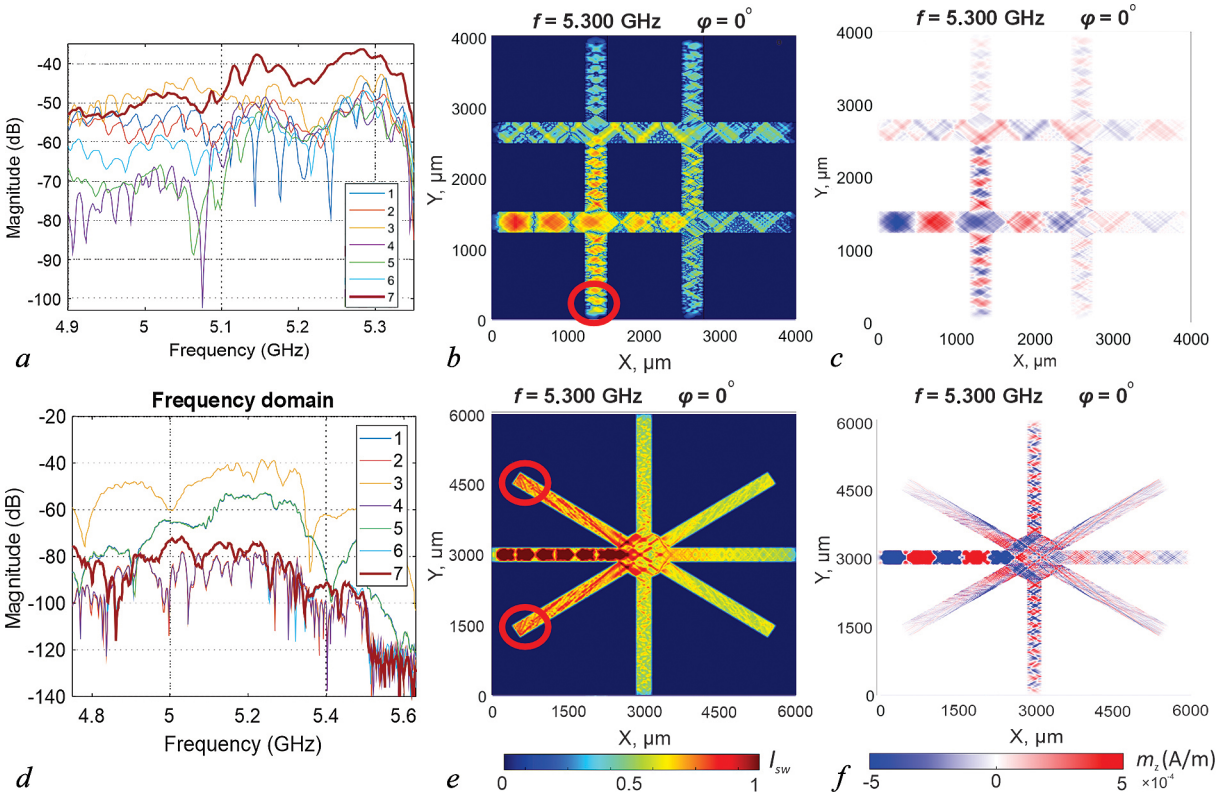



Рис. 2. Спектральные и пространственные характеристики исследуемых топологий при $\varphi = 0°$. *a* — АЧХ передачи для портов $P_1$–$P_7$ крестообразной структуры; *d* — аналогичные зависимости для радиальной структуры с центральным резонатором; *b* — карта распределения интенсивности спиновых волн для крестообразной структуры при частоте 5.3000 ГГц; *e* — карта распределения интенсивности спиновых волн для радиальной структуры при частоте 5.3031 ГГц; *c* — распределение фазы $m_z$-компоненты намагниченности для крестообразной структуры при частоте 5.3000 ГГц; *f* — распределение фазы $m_z$-компоненты намагниченности для радиальной структуры при частоте 5.3031 ГГц. Интенсивность нормирована на максимальное значение в системе (цвет онлайн)

Fig. 2. Spectral and spatial characteristics of the studied topologies at $\varphi = 0°$. *a* — Transmission frequency response for ports $P_1$–$P_7$ of the cross-shaped structure; *d* — analogous dependencies for the radial structure with a central resonator; *b* — spin wave intensity distribution map for the cross-shaped structure at frequency 5.3000 GHz; *e* — spin wave intensity distribution map for the radial structure at frequency 5.3031 GHz; *c* — phase distribution of the $m_z$ magnetization component for the cross-shaped structure at frequency 5.3000 GHz; *f* — phase distribution of the $m_z$ magnetization component for the radial structure at frequency 5.3031 GHz. Intensity is normalized to the maximum value in the system (color online)

В отличие от этого, в крестообразной структуре (рис. 2, *c*) фаза в симметричных плечах различается: в одном из каналов она меняется равномерно, а в другом фиксируются резкие скачки, что также проявляется в асимметрии амплитудных характеристик.

## 5. Сравнительный анализ пространственного распределения спиновых волн

Далее проведем сравнительный анализ пространственного распределения сигнала между выходными терминалами структуры, которые будем для удобства описания нумеровать по часовой стрелке от входа, как это изображено на рис. 3, *a, c*.

Для начала рассмотрим особенности распространения СВ в крестообразной топологии. В структуре с ортогональным сочленением микроволноводов перераспределение энергии обусловлено выполнением одновременно двух условий: СВ, распространяющаяся на частоте $f$

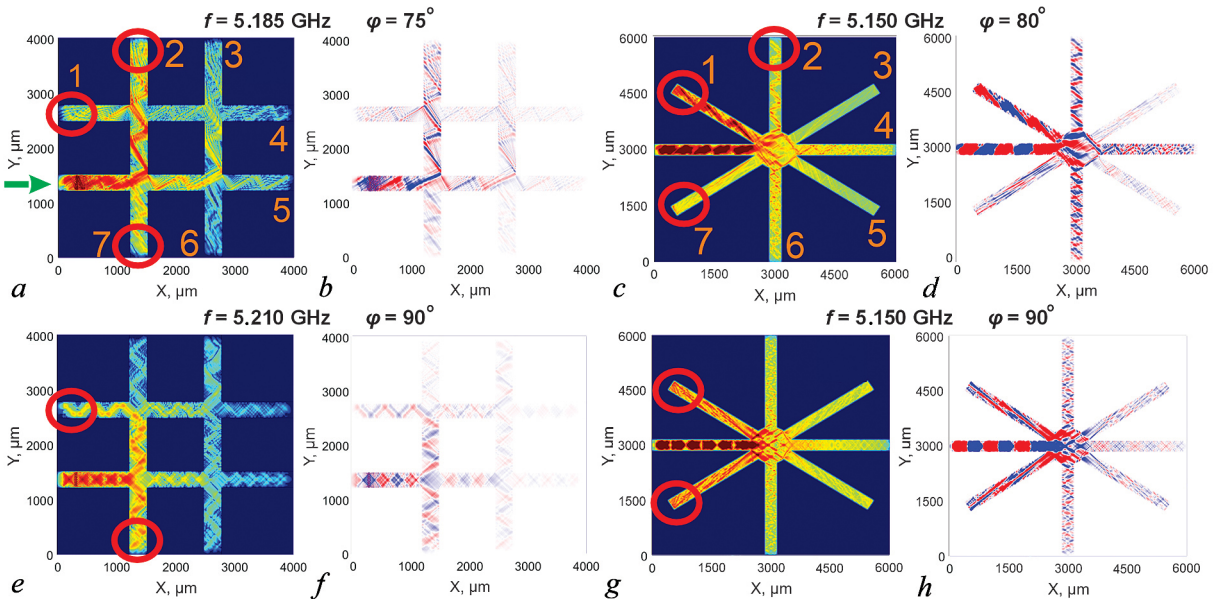



Рис. 3. Сравнение пространственных распределений интенсивности и фазы для крестообразной и радиальной структур. *a, b* — Интенсивность и фаза $m_z$ в крестообразной структуре при $\varphi = 75^\circ$, $f = 5.1850$ ГГц; *c, d* — аналогичные карты для радиальной структуры при $\varphi = 80^\circ$, $f = 5.1500$ ГГц (перераспределение мощности в порты 1, 2 и 7); *e, f* — интенсивность и фаза для крестообразной структуры при $\varphi = 90^\circ$, $f = 5.2100$ ГГц; *g, h* — аналогичные карты для радиальной структуры при $\varphi = 90^\circ$, $f = 5.1500$ ГГц (направленная передача в порты 1 и 7). Красные окружности выделяют терминалы с максимальной амплитудой. Нумерация портов идет по часовой стрелке от входного канала (цвет онлайн)

Fig. 3. Comparison of spatial intensity and phase distributions for cross-shaped and radial structures. *a*, *b* — Intensity and phase of $m_z$ in the cross-shaped structure at $\varphi = 75^\circ$, $f = 5.1850$ GHz; *c*, *d* — analogous maps for the radial structure at $\varphi = 80^\circ$, $f = 5.1500$ GHz (power redistribution to ports 1, 2, and 7); *e*, *f* — intensity and phase for the cross-shaped structure at $\varphi = 90^\circ$, $f = 5.2100$ GHz; *g*, *h* — analogous maps for the radial structure at $\varphi = 90^\circ$, $f = 5.1500$ GHz (directed transmission to ports 1 and 7). Red circles highlight terminals with maximum amplitude. Port numbering proceeds clockwise from the input channel (color online)

по одному из плеч структуры, должна сформировать распределение намагниченности, которое, в свою очередь, может возбудить СВ в другом плече, и одновременно с этим должно выполняться условие возможности существования на выбранной частоте $f$ собственной моды сопряженного микроволновода. Это условие можно удовлетворить выбором частотного диапазона, в котором существует соответствующая мода СВ, что показано на эффективной дисперсионной характеристике для различных конфигураций намагничивания микроволновода (рис. 1, *k–n*). Распределение энергии между плечами зависит от угла между волновым вектором СВ $\mathbf{k}$ и направлением равновесной намагниченности $\mathbf{M}_0$. Расчитанные карты интенсивности СВ (рис. 3, *a, e*) показывают, что изменение частоты и угла подмагничивания $\varphi$ может обеспечивать перераспределение сигнала между выходными портами структур: сигнал может преимущественно быть перенаправленным из терминалов $1, 2, 7$ (рис. 3, *a*) в терминалы $1, 7$ (рис. 3, *e*). Фазовые распределения (рис. 3, *b, f*) демонстрируют режим распределения излучения в виде суперпозиции собственных мод. При этом в области ортогонального сочленения наблюдается либо прохождение сигнала в канал с минимальными искажениями, либо отражение и фазовый сдвиг.

В радиальной структуре центральный элемент влияет на распределение сигнала между плечами. На картах интенсивности СВ (рис. 3, *c, g*) видно, что в области резонатора наблюдается высокая амплитуда колебаний, после чего сигнал расходится по выходным каналам. Распределение динамической намагниченности (рис. 3, *d, h*) свидетельствуют о том, что в центральной области

формируется собственная мода цилиндрического ферритового резонатора, профиль распределения намагниченности которой определяет условия возбуждения микроволноводов, сопряженных с резонатором. При этом в последних реализуются режимы распространения ширинных мод различной четности. Такое распределение отличается от картины в крестообразной структуре: здесь не наблюдается резких скачков фазы на стыках, и переход сигнала в разные каналы происходит более плавно. Таким образом, профили динамической намагниченности $m_z(\mathbf{r}, t)$ позволяют проследить механизм перераспределения СВ в узлах соединения волноводов. При этом сравнение карт показывает, что обе топологии могут формировать практически одинаковые конфигурации сигнала на выходах, если правильно подобрать частоту и угол поля, а геометрические различия компенсируются настройкой внешних параметров.

Первый сценарий (рис. 3, *a–d*) соответствует ситуации, когда сигнал преимущественно выходит через порты 1, 2 и 7, а остальные подавлены. В крестообразной структуре это достигается при $\varphi = 75^\circ$ и $f = 5.1850$ ГГц. В радиальной структуре тот же результат получается при $\varphi = 80^\circ$ и $f = 5.1500$ ГГц. Второй сценарий (рис. 3, *e–h*) демонстрирует направленную передачу только в порты 1 и 7. Для креста это реализуется при $\varphi = 90^\circ$ и $f = 5.2100$ ГГц, а для радиальной структуры — при том же угле, но частоте $f = 5.1500$ ГГц. Красные окружности на рисунке подтверждают совпадение активных каналов.

Это сходство говорит о том, что конкретная форма узла не является единственным определяющим фактором. Маршрутизацией можно управлять, изменяя профиль эффективного поля $H_{\text{eff}}$, что позволяет получать нужные выходные сигналы при разных методах сопряжения микроволноводов.

## 6. Корреляционный анализ и концепция реконфигурируемой магнонной логики

Построение сложных вычислительных сетей на основе магнонных устройств требует разработки алгоритмов для автоматизированного анализа поведения многопортовых структур. Для этого был проведён поиск статистических взаимосвязей между каналами рассматриваемых структур. Такие взаимосвязи не всегда очевидны при спектральном анализе.

Для количественного описания того, насколько согласованно ведут себя сигналы на разных выходах структуры, использовался коэффициент корреляции Пирсона. Он позволяет оценить степень линейной связи между реализациями $m_z(t)$, которые были получены в различных точках структуры. Коэффициент корреляции $R_{ij}$ для пары портов под номерами $i$ и $j$ рассчитывается по формуле

$$R_{ij} = \frac{\sum (m_{z,i} - \bar{m}_{z,i})(m_{z,j} - \bar{m}_{z,j})}{\sqrt{\sum (m_{z,i} - \bar{m}_{z,i})^2 \sum (m_{z,j} - \bar{m}_{z,j})^2}}, \tag{3}$$

где $m_{z,k}$ — динамическая намагниченность, регистрируемая на $k$-м выходном терминале, $\bar{m}_{z,k}$ — среднее значение сигнала на $k$-м терминале.

На рис. 4 приведены построенные по полученным данным карты взаимных корреляций. Цветом на рис. 4 закодировано значение угла $\varphi$ отклонения магнитного поля от оси $y$. Для крестообразной структуры можно выделить типичное поведение расположения точки на карте корреляций при вариации угла $\varphi$: видно хорошее разделение следования кривой $R_{ij}(\varphi)$ при отклонении угла в разном направлении относительно оси $y$ (рис. 4, *a–c*).

В то же время для радиальной структуры наблюдаются два характерных сценария вариации величины взаимной корреляции при изменении угла $\varphi$: осциллирующий характер $R_{ij}(\varphi)$ (рис. 4, *d–f*) и облако точек вблизи нулевого значения (рис. 4, *g–i*).

Проведем анализ реакции структур на малое изменение направления внешнего магнитного поля ($90^\circ \pm 5^\circ$), используя полученные карты корреляций.

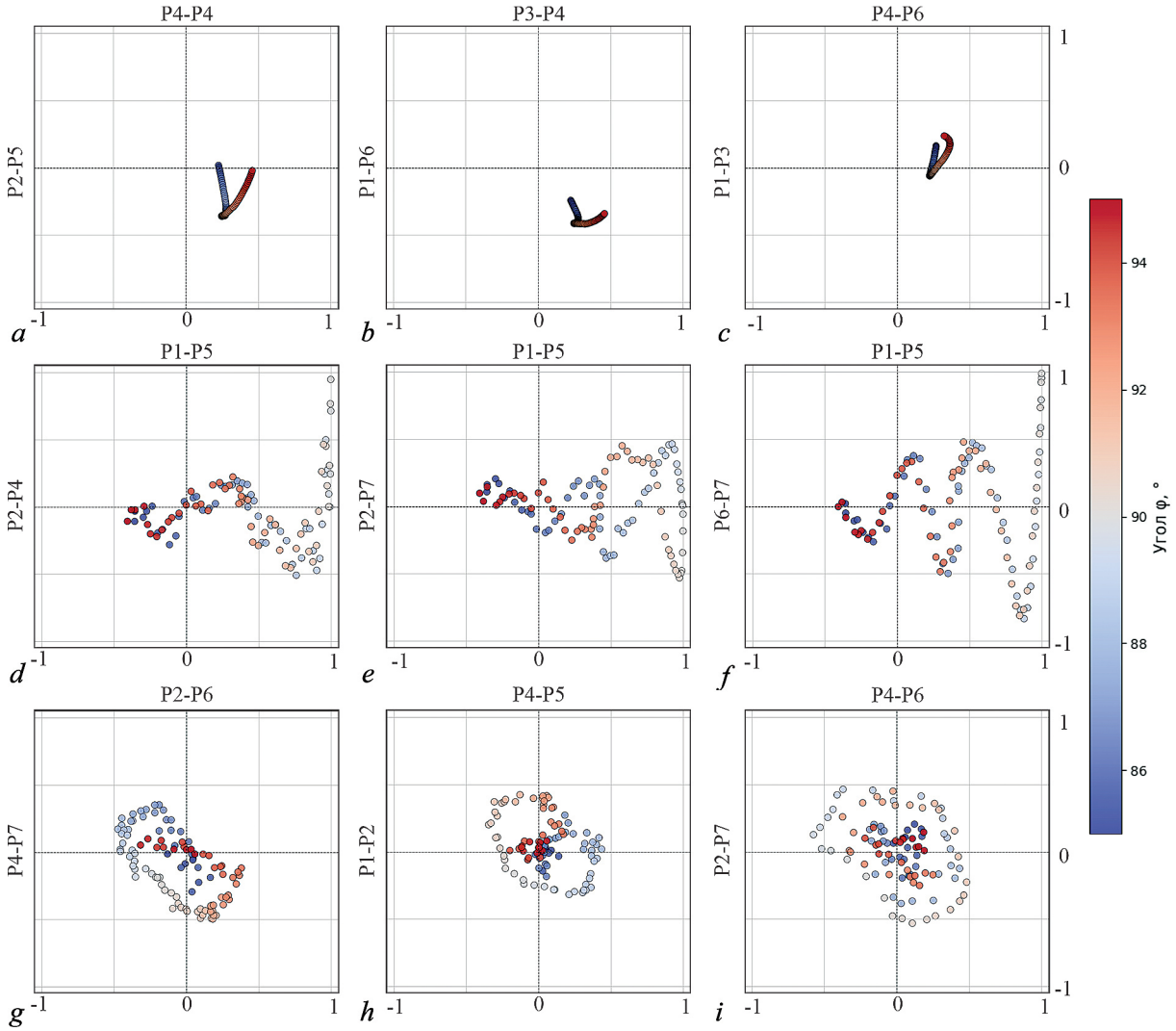



Рис. 4. Зависимости коэффициента корреляции Пирсона между различными парами выходных портов. Панели *a–c* соответствуют крестообразной топологии: *a* — пары P4 – P4 и P2 – P5, *b* — P3 – P4 и P1 – P6, *c* — P4 – P6 и P1 – P3. Панели *d–i* относятся к радиальной топологии: *d* — P1 – P5 и P2 – P4, *e* — P1 – P5 и P2 – P7, *f* — P1 – P5 и P6 – P7, *g* — P2 – P6 и P4 – P7, *h* — P4 – P5 и P1 – P2, *i* — P4 – P6 и P2 – P7. Цветовая кодировка точек отражает угол подмагничивания φ согласно шкале справа (цвет онлайн)

Fig. 4. Dependencies of the Pearson correlation coefficient between various pairs of output ports. Panels *a–c* correspond to the cross-shaped topology: *a* — pairs P4 – P4 and P2 – P5, *b* — P3 – P4 and P1 – P6, *c* — P4 – P6 and P1 – P3. Panels *d–i* relate to the radial topology: *d* — P1 – P5 and P2 – P4, *e* — P1 – P5 and P2 – P7, *f* — P1 – P5 and P6 – P7, *g* — P2 – P6 and P4 – P7, *h* — P4 – P5 and P1 – P2, *i* — P4 – P6 and P2 – P7. Color coding of points reflects the bias angle φ according to the scale on the right (color online)

Крестообразная структура (рис. 4, *a–c*) показывает устойчивость к отклонениям угла: коэффициент $R_{ij}$ меняется монотонно, при этом резкие скачки на картах отсутствуют. Такие свойства крестообразной структуры позволяют применять ее в модулях обработки информации на основе коммутационных элементов, в которых важна устойчивость к вариации внешних параметров и высокая повторяемость результатов.

Поведение радиальной структуры с центральным резонатором демонстрирует чувствительность к ориентации поля (рис. 4, *d–i*). Отметим, что малые изменения направления вектора $\mathbf{H}_0$ приводят к изменениям в связях между каналами, при этом видно режимы, в которых реализуются

быстрые переходы от сильной положительной корреляции ($0.7 \leqslant R_{ij} \leqslant 1$) к статистической независимости ($|R_{ij}| \leqslant 0.2$) и к антикорреляции ($-0.4 \leqslant R_{ij} \leqslant -0.3$).

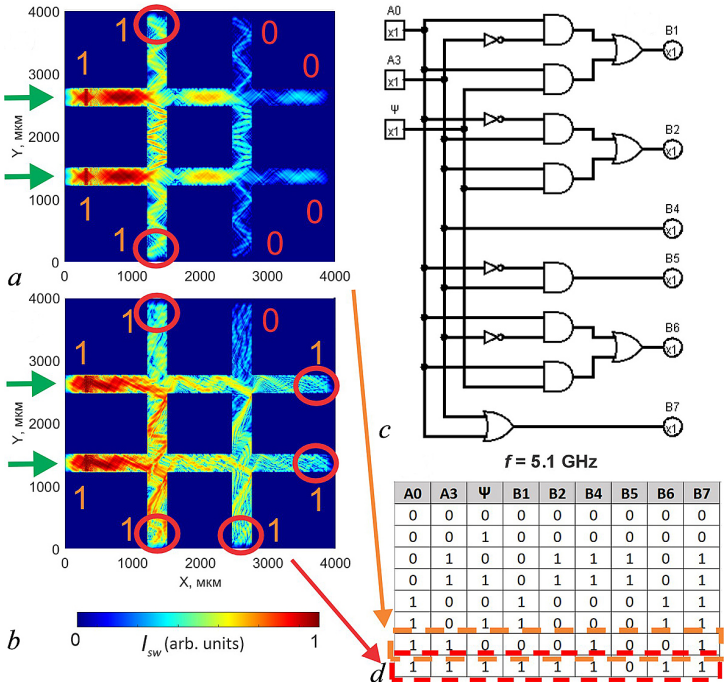
В случае, когда зависимость $R_{ij}(\varphi)$ имеет немонотонный характер с переходами через значение нуля (рис. 4, *f*), в системе реализуется режим распространения волн, в котором отклонение угла подмагничивания нарушает симметрию в распределении величины внутреннего поля (рис. 4, *c–j*), что приводит к тому, что величина разности фаз между сигналами, регистрируемыми в разных терминалах, начинает увеличиваться.

Таким образом, оценка поведения функции взаимной корреляции при вариации угла подмагничивания может выявлять скрытые связи между выходами. Например, высокая положительная корреляция сигналов на двух выходных терминалах указывает на их функциональную эквивалентность, тогда как антикорреляция позволяет реализовывать операции логического отрицания на соответствующем терминале. Используя полученные особенности в зависимости корреляции от угла подмагничивания для разных топологий структур, можно перейти от частотно-селективного демультиплексирования и маршрутизации спин-волнового сигнала в многоканальных структурах к реализации на их основе логических элементов.

Рассмотрим случай двух входных каналов в крестообразной структуре. Логическое состояние системы определяется комбинацией трех параметров: $A_0$, $A_3$ и $\psi$, среди которых $A_0$ и $A_3$ соответствуют величине амплитуды сигналов на входах $P_0$ и $P_3$ соответственно. При этом $A_0$ и $A_3$ принимают значения логического «0» или «1» в зависимости от наличия на них входного сигнала.

Третий параметр $\psi$ означает фазовый сдвиг между входными сигналами ($\psi = 0$ для синфазного режима и $\psi = 1$ для противофазного, соответствующего сдвигу на величину $\pi$). Регистрация логического отклика производится на выходных портах ($P_1$, $P_2$, $P_4$, $P_5$, $P_6$, $P_7$) по пороговому принципу: если амплитуда сигнала выше заданного значения, присваивается «1», иначе — «0», по аналогии с известными правилами установления логического уровня в транзисторно-транзисторной логике. Так, наличие в системе нескольких входов позволяет выполнять сложные функции, основанные на интерференции спин-волновых сигналов.

На рис. 5 показана концепция магнонного логического элемента с двумя независимыми входами (отмечены зелёными стрелками на рисунке), на которые подается сигнал постоянной частоты и амплитуды. Карты интенсивности СВ визуализируют




| A0 | A3 | Ψ | B1 | B2 | B4 | B5 | B6 | B7 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 1 | 0 | 0 | 1 | 1 | 1 | 0 | 1 |
| 0 | 1 | 1 | 0 | 1 | 1 | 1 | 0 | 1 |
| 1 | 0 | 0 | 1 | 0 | 0 | 0 | 1 | 1 |
| 1 | 0 | 1 | 1 | 0 | 0 | 0 | 1 | 1 |
| 1 | 1 | 0 | 0 | 0 | 1 | 0 | 0 | 1 |
| 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 0 | 1 | 1 |

Рис. 5. Архитектура магнонного логического элемента на базе крестообразной структуры. *a, b* — Карты распределения интенсивности спиновых волн при различных комбинациях входных воздействий (зеленые стрелки — активные входы, красные окружности — выходы с логической «1»); *c* — эквивалентная схема традиционных логических вентилей; *d* — таблица истинности отклика системы при $f = 5.1$ ГГц (цвет онлайн)

Fig. 5. Architecture of a magnonic logic element based on a cross-shaped structure. *a*, *b* — Spin wave intensity distribution maps under various combinations of input excitations (green arrows — active inputs, red circles — outputs with logical “1”); *c* — equivalent circuit of conventional logic gates; *d* — truth table of the system response at $f = 5.1$ GHz (color online)

пространственное распределение сигнала при комбинациях управляющих параметров. Рассмотрен случай синфазного и противофазного возбуждения сигнала на двух входных терминалах. При синфазном возбуждении входов ($A_0 = 1$, $A_3 = 1$, $\psi = 0$, рис. 5, *a*) наличие сигнала регистрируется на выходах $B_4$ и $B_7$. При противофазном возбуждении ($\psi = 1$, рис. 5, *b*) сигнал регистрируется на выходах $B_1$, $B_2$, $B_3$, $B_6$ и $B_7$, что показано символом логической единицы на рис. 5 *d*.

На основе логической таблицы (рис. 5, *d*) была построена эквивалентная ей логическая схема. Для этого для каждого из шести выходных терминалов ($B_1$, $B_2$, $B_4$, $B_5$, $B_6$, $B_7$) была записана булева функция от трех переменных ($A_0$, $A_3$, $\psi$), после чего проведена минимизация этих функций методом карт Карно. Таким образом, получилось, что для реализации логической таблицы на рис. 5, *c* требуется каскад из 15 логических вентилей, включающий 2 вентиля AND, 2 вентиля OR, 2 вентиля XOR, 3 вентиля NAND, 3 вентиля NOR и 3 инвертора (NOT).

Таким образом, представленная система может использоваться в модулях обработки сигналов на основе пространственно-частотных демультиплексоров, являющихся узлами устройств обработки информации. Можно отметить, что предложенные многоканальные структуры перспективны для использования в качестве логических устройств, так как можно сочетать комбинации входных и выходных терминалов.

## Заключение

В работе методом численного микромагнитного моделирования исследованы различные механизмы маршрутизации сигнала, закодированного в виде амплитуды и/или фазы спиновой волны, в многопортовых магнонных структурах на основе микроволноводов. Рассмотрены два случая сопряжения волноведущих структур: крестообразная с ортогональными волноводами и радиальная с пересечением волноводов под непрямым углом и центральным резонатором. Путем анализа амплитудно-частотных характеристик установлено, что данные топологии реализуют различные механизмы маршрутизации сигнала. Крестообразный узел обеспечивает разделение каналов за счет интерференции в местах сочленения микроволноводов. В отличие от этого, радиальная структура позволяет плавно регулировать амплитуду и фазу сигнала на выходных терминалах посредством управления профилем эффективного поля в центральной области при вариации угла подмагничивания структуры. Применение корреляционного анализа Пирсона выявило различия в устойчивости характеристик спин-волнового сигнала на выходных терминалах к малым отклонениям угла магнитного поля. Крестообразная структура сохраняет стабильность отклика, а радиальная топология, напротив, демонстрирует высокую чувствительность к ориентации поля: незначительные повороты вектора $\mathbf{H}_0$ приводят к быстрой смене режимов выходных портов вплоть до перехода от синфазных колебаний к противофазным на различных выходных терминалах структуры.

На базе крестообразной топологии предложен управляемый элемент, функциональность которого достигается использованием 15 логических вентилей. Переключение режимов работы происходит за счет вариации параметров входных сигналов и внешнего поля без изменения геометрии структуры. Полученные результаты закладывают основу для разработки магнонных сетей, совмещающих функции передачи, обработки и хранения информации. Дальнейшие исследования будут направлены на экспериментальную верификацию выявленных закономерностей, изучение нелинейных эффектов взаимодействия волн и разработку алгоритмов автоматизированного проектирования таких структур.

**Список литературы**

1. *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.

2. *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.
3. *Flebus B., Grundler D., Rana B., Otani Y., Barsukov I., Barman A., Gubbiotti G., Landeros P., Akerman J., Ebels U., Pirro Ph., Demidov V. E., Schultheiss K., Csaba G., Wang Q., Ciubotaru F., Nikonov D. E., Che P., Hertel R., Ono T., Afanasiev D., Mentink J., Rasing T., Hillebrands B., Kusminskiy S. V., Zhang W., Du Ch. R., Finco A., van der Sar T., Luo Yu. K., Shiota Y., Sklenar J., Yu T., Rao J.* The 2024 magnonics roadmap // J. Phys.: Condens. Matter. 2024. Vol. 36, no. 36. P. 363501. DOI: 10.1088/1361-648X/ad399c.
4. *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.
5. *Balynsky M., Gutierrez D., Chiang H., Kozhevnikov A., Dudko G., Filimonov Y., Balandin A. A., Khitun A.* A magnetometer based on a spin wave interferometer // Sci. Rep. 2017. Vol. 7, no. 1. P. 11539. DOI: 10.1038/s41598-017-11881-y.
6. *Wang Q., Hamadeh A., Verba R., Lomakin V., Mohseni M., Hillebrands B., Chumak A. V., Pirro Ph.* A nonlinear magnonic nano-ring resonator // npj Computational Materials. 2020. Vol. 6, no. 1. P. 192. DOI: 10.1038/s41524-020-00465-6.
7. *Vilsmeier F., Taniguchi T., Lindner M., Riedel C., Back C.* Spin wave propagation in a ring-shaped magnonic waveguide // Appl. Phys. Lett. 2025. Vol. 127, no. 16. P. 162405. DOI: 10.1063/5.0287832.
8. *Odintsov S. A., Sheshukova S. E., Nikitov S. A., Sadovnikov A. V.* Lateral and vertical spin-wave transport in a multimode magnonic ring coupler // Phys. Rev. Applied. 2024. Vol. 22, no. 1. P. 014042. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.22.014042.
9. *Kozhevnikov A., Gertz F., Dudko G., Filimonov Y., Khitun A.* Pattern recognition with magnonic holographic memory device // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106, no. 14. P. 142402. DOI: 10.1063/1.4917507.
10. *Khivintsev Y., Ranjbar M., Gutierrez D., Chiang H., Kozhevnikov A., Filimonov Y., Khitun A.* Prime factorization using magnonic holographic devices // J. Appl. Phys. 2016. Vol. 120, no. 12. P. 123901. DOI: 10.1063/1.4962740.
11. *Martyshkin A. A., Davies C. S., Sadovnikov A. V.* Magnonic interconnections: Spin-wave propagation across two-dimensional and three-dimensional junctions between yttrium iron garnet magnonic stripes // Phys. Rev. Applied. 2022. Vol. 18, no. 6. P. 064093. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.18.064093.
12. *Martyshkin A. A., Sheshukova S. E., Sadovnikov A. V.* Nonlinear magnonic coupler using backpropagating surface spin waves // Appl. Phys. Lett. 2024. Vol. 124, no. 9. P. 092413. DOI: 10.1063/5.0190510.
13. *Klíma J., Wojewoda O., Roučka V., Molnár T., Holobrádek J., Urbánek M.* Zero-field spin wave turns // Appl. Phys. Lett. 2024. Vol. 124, no. 11. P. 112404. DOI: 10.1063/5.0189394.
14. *Yang X., Hou Y., He H.* A processing-in-memory architecture programming paradigm for wireless Internet-of-Things applications // Sensors. 2019. Vol. 19, no. 1. P. 140. DOI: 10.3390/s19010140.
15. *Chen Z., Lim G. J., Ang C. C. I., Jin T., Tan F., Cheng B. W. H., Lew W. S.* Voltage-controlled half adder via magnonic inverse design // Appl. Phys. Lett. 2025. Vol. 126, no. 13. P. 132406. DOI: 10.1063/5.0256599.

16. *Zenbaa N., Abert C., Majcen F., Kerber M., Serha R. O., Knauer S., Wang Q., Schrefl T., Suess D., Chumak A. V.* A universal inverse-design magnonic device // Nat. Electron. 2025. Vol. 8, no. 2. P. 106–115. DOI: 10.1038/s41928-024-01333-7.
17. *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**

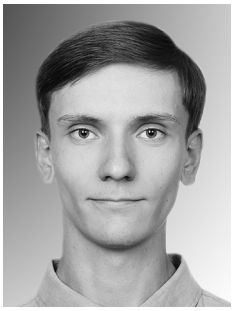
1. Chumak AV, Serga AA, Hillebrands B. Magnonic crystals for data processing. J. Phys. D: Appl. Phys. 2017;50(24):244001. DOI: 10.1088/1361-6463/aa6a65.
2. Barman A, Gubbiotti G, Ladak S, Adeyeye AO, Krawczyk M, Gräfe J, Adelmann C, Cotofana S, Naeemi A, Vasyuchka VI, Hillebrands B, Nikitov SA, Yu H, Grundler D, Sadovnikov AV, Grachev AA, Sheshukova SE, Duquesne J-Y, 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 J-V, 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.
3. Flebus B, Grundler D, Rana B, Otani Y, Barsukov I, Barman A, Gubbiotti G, Landeros P, Akerman J, Ebels U, Pirro Ph, Demidov VE, Schultheiss K, Csaba G, Wang Q, Ciubotaru F, Nikonov DE, Che P, Hertel R, Ono T, Afanasiev D, Mentink J, Rasing T, Hillebrands B, Kusminskiy SV, Zhang W, Du ChR, Finco A, van der Sar T, Luo YuK, Shiota Y, Sklenar J, Yu T, Rao J. The 2024 magnonics roadmap. J. Phys.: Condens. Matter. 2024;36(36):363501. DOI: 10.1088/1361-648X/ad399c.
4. 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.
5. Balynsky M, Gutierrez D, Chiang H, Kozhevnikov A, Dudko G, Filimonov Y, Balandin AA, Khitun A. A magnetometer based on a spin wave interferometer. Sci. Rep. 2017;7(1):11539. DOI: 10.1038/s41598-017-11881-y.
6. Wang Q, Hamadeh A, Verba R, Lomakin V, Mohseni M, Hillebrands B, Chumak AV, Pirro Ph. A nonlinear magnonic nano-ring resonator. npj Computational Materials. 2020;6(1):192. DOI: 10.1038/s41524-020-00465-6.
7. Vilsmeier F, Taniguchi T, Lindner M, Riedel C, Back C. Spin wave propagation in a ring-shaped magnonic waveguide. Appl. Phys. Lett. 2025;127(16):162405. DOI: 10.1063/5.0287832.
8. Odintsov SA, Sheshukova SE, Nikitov SA, Sadovnikov AV. Lateral and vertical spin-wave transport in a multimode magnonic ring coupler. Phys. Rev. Applied. 2024;22(1):014042. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.22.014042.
9. Kozhevnikov A, Gertz F, Dudko G, Filimonov Y, Khitun A. Pattern recognition with magnonic holographic memory device. Appl. Phys. Lett. 2015;106(14):142402. DOI: 10.1063/1.4917507.
10. Khivintsev Y, Ranjbar M, Gutierrez D, Chiang H, Kozhevnikov A, Filimonov Y, Khitun A. Prime factorization using magnonic holographic devices. J. Appl. Phys. 2016;120(12):123901. DOI: 10.1063/1.4962740.
11. Martyshkin AA, Davies CS, Sadovnikov AV. Magnonic interconnections: Spin-wave propagation across two-dimensional and three-dimensional junctions between yttrium iron garnet magnonic stripes. Phys. Rev. Applied. 2022;18(6):064093. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.18.064093.
12. Martyshkin AA, Sheshukova SE, Sadovnikov AV. Nonlinear magnonic coupler using backpropagating surface spin waves. Appl. Phys. Lett. 2024;124(9):092413. DOI: 10.1063/5.0190510.

13. Klíma J, Wojewoda O, Roučka V, Molnár T, Holobrádek J, Urbánek M. Zero-field spin wave turns. Appl. Phys. Lett. 2024;124(11):112404. DOI: 10.1063/5.0189394.
14. Yang X, Hou Y, He H. A processing-in-memory architecture programming paradigm for wireless Internet-of-Things applications. Sensors. 2019;19(1):140. DOI: 10.3390/s19010140.
15. Chen Z, Lim GJ, Ang CCI, Jin T, Tan F, Cheng BWH, Lew WS. Voltage-controlled half adder via magnonic inverse design. Appl. Phys. Lett. 2025;126(13):132406. DOI: 10.1063/5.0256599.
16. Zenbaa N, Abert C, Majcen F, Kerber M, Serha RO, Knauer S, Wang Q, Schrefl T, Suess D, Chumak AV. A universal inverse-design magnonic device. Nat. Electron. 2025;8(2):106–115. DOI: 10.1038/s41928-024-01333-7.
17. 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.



*Манышева Анна Андреевна* — лаборант-исследователь лаборатории «Метаматериалы» Саратовского национального исследовательского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского. Научные интересы — магноника, спиновые волны, микромагнитное моделирование.

Россия, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: aamsgmaam2006@gmail.com
ORCID: 0009-0000-2735-814X
AuthorID (eLibrary.Ru): 1335019



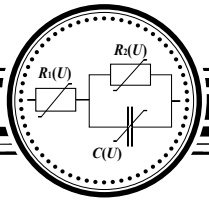
*Солянов Алексей Александрович* — лаборант-исследователь лаборатории «Метаматериалы» Саратовского национального исследовательского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского. Научные интересы — магноника, спиновые волны, корреляционный анализ.

Россия, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: solyanov555@gmail.com
ORCID: 0009-0002-1417-9227



*Садовников Александр Владимирович* — родился в Саратове (1987). Окончил с красным дипломом факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского (2009). Кандидат физико-математических наук (2012, СГУ). С 2008 года работает в СГУ, в настоящее время — в должности доцента кафедры физики открытых систем. Имеет более 60 статей в реферируемых научных журналах.

Россия, 410012 Саратов, ул. 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




Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2026. Т. 34, № 5
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5)

Научная статья
УДК 53.043

DOI: 10.18500/0869-6632-003228
EDN: HUZDBL

# Фазовый компаратор спиновых волн на основе антиферромагнитной пленки со слабым ферромагнетизмом

*О. Ю. Архипова*[1,2]✉, *А. А. Матвеев*[1,2], *А. Р. Сафин*[1,2,3], *С. А. Никитов*[1,2,4]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия
[2]Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Россия
[3]Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия
[4]Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия
E-mail: ✉olyuar@gmail.com, maa.box@yandex.ru, arsafin@gmail.com, nikitov@cplire.ru

*Поступила в редакцию 10.06.2026, принята к публикации 10.07.2026, опубликована онлайн 10.07.2026, опубликована 30.09.2026*

***Аннотация***. *Цель* настоящей работы — получить выражение для дискриминационной характеристики фазового компаратора спиновых волн, представляющей собой зависимость амплитуды выходного напряжения от разности фаз возбуждающих микроволновых колебаний. Данный компаратор выполнен на основе антиферромагнитной пленки и трех микрополосковых антенн, в две из которых подаются микроволновые сигналы, фазы которых требуется сравнить, а с третьей снимается выходное напряжение. Кроме того, в данной работе исследуется поведение дискриминационной характеристики для различных положений приемной антенны. *Методы.* Для описания антиферромагнитного волновода была составлена эквивалентная электрическая схема на сосредоточенных элементах. Радиотехническая модель рассматривалась в виде активного и реактивного сопротивлений антенн возбуждения и приема спиновых волн, а также активных и реактивных сопротивлений, характеризующих распространение спиновых волн в антиферромагнитной пленке. Из уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта получены компоненты тензора магнитной восприимчивости антиферромагнетика, что позволило описать связь электрической и магнитной систем. Теоретические результаты подтверждались при помощи микромагнитного моделирования. *Результаты.* Описан принцип работы фазового компаратора спиновых волн, выполненного на основе антиферромагнитной плёнки. С помощью эквивалентной электрической схемы получена основная характеристика компаратора — зависимость амплитуды выходного напряжения на приемной антенне от разности фаз возбуждающих микроволновых сигналов. Также построена зависимость амплитуды выходного напряжения от положения приемной антенны. Проведено микромагнитное моделирование для проверки теоретически полученных результатов. *Заключение.* В работе получено выражение для дискриминационной характеристики компаратора на основе антиферромагнитной пленки при произвольном расположении приемной антенны. Показано, что дискриминационная характеристика зависит от пространственного расположения приемной антенны. Наибольшая эффективность работы компаратора достигается в том случае, если детектор расположен посередине между возбуждающими антеннами.

***Ключевые слова***: антиферромагнитная пленка, спиновые волны, фазовый компаратор, дискриминационная характеристика.

***Благодарности***. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-15-2024-538).

© *Архипова О. Ю., Матвеев А. А., Сафин А. Р., Никитов С. А., 2026*

***Для цитирования***: *Архипова О. Ю., Матвеев А. А., Сафин А. Р., Никитов С. А.* Фазовый компаратор спиновых волн на основе антиферромагнитной пленки со слабым ферромагнетизмом // Известия вузов. ПНД. 2026. Т. 34, № 5. С. 698–709. DOI: 10.18500/0869-6632-003228. EDN: HUZDBL

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

Article DOI: 10.18500/0869-6632-003228

# Spin wave phase comparator based on antiferromagnetic film with weak ferromagnetism

*O. Yu. Arkhipova*[1,2]✉, *A. A. Matveev*[1,2], *A. R. Safin*[1,2,3], *S. A. Nikitov*[1,2,4]

[1]Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS, Moscow, Russia
[2]Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Russia
[3]Moscow Power Engineering Institute, Russia
[4]Saratov State University, Russia
E-mail: ✉olyuar@gmail.com, maa.box@yandex.ru, arsafin@gmail.com, nikitov@cplire.ru
*Received 10.06.2026, accepted 10.07.2026, available online 10.07.2026, published 30.09.2026*

***Abstract.*** The *purpose* of this work is to obtain an expression for the discriminative characteristic of the spin wave phase comparator, which is the dependence of the amplitude of the output voltage on the phase difference of the exciting microwave oscillations. This comparator is based on an antiferromagnetic film and three microstrip antennas, two of which receive microwave signals, the phases of which need to be compared, and the output voltage is removed from the third. In addition, this paper examines the behavior of the discriminative characteristic for various positions of the receiving antenna. *Methods.* To describe an antiferromagnetic waveguide, an equivalent electrical circuit based on concentrated elements was compiled. The radio engineering model was considered in the form of active and reactive resistances of spin wave excitation and reception antennas, as well as active and reactive resistances characterizing the propagation of spin waves in an antiferromagnetic film. The components of the magnetic susceptibility tensor of an antiferromagnet are derived from the Landau–Lifshitz–Hilbert equations, which made it possible to describe the relationship between the electric and magnetic systems. The theoretical results were confirmed using micromagnetic modeling. *Results.* The principle of operation of a spin wave phase comparator based on an antiferromagnetic film is described. Using an equivalent electrical circuit, the main characteristic of the comparator is obtained — the dependence of the amplitude of the output voltage at the receiving antenna on the phase difference of the exciting microwave signals. Also, the dependence of the amplitude of the output voltage on the position of the receiving antenna is constructed. Micromagnetic modeling was carried out to verify the theoretically obtained results. *Conclusion.* In this paper, an expression is obtained for the discriminatory characteristic of an antiferromagnetic film-based comparator with an arbitrary location of the receiving antenna. It is shown that the discriminative characteristic depends on the spatial location of the receiving antenna. The highest efficiency of the comparator is achieved if the detector is located in the middle between the exciting antennas.

***Keywords***: antiferromagnetic film, spin waves, phase comparator, discriminative characteristic.

***Acknowledgements***. This study was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (agreement no. 075-15-2024-538).

***For citation***: Arkhipova OYu, Matveev AA, Safin AR, Nikitov SA. Spin wave phase comparator based on antiferromagnetic film with weak ferromagnetism. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5):698–709. DOI: 10.18500/0869-6632-003228.

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

## Введение

В современной спинтронике активно исследуется возможность использования магнитных структур в качестве компонентов для устройств обработки информации [1,2]. Их использование позволяет осуществлять передачу информации посредством переноса спинового момента электрона, а не его заряда [3]. Таким образом, в устройствах спинтроники носителями информации являются кванты спин-волновых возбуждений — магноны, и благодаря этому процесс её преобразования происходит без тепловых потерь, в отличие от электронных устройств. Среди составных

элементов устройств магноники для передачи и обработки информации можно выделить, например, сенсоры магнитных полей [4,5], линии задержки [6], квантовые, нейроморфные и гибридные вычислители [7–11]. Однако поскольку передаваемая информация может содержаться, например, в фазе колебаний, то при преобразовании данных важнейшую роль играет сравнение фаз. Для этого может использоваться фазовый компаратор на основе ферромагнитной пленки [12]. Отметим, что для спинтронных приложений перспективными считаются антиферромагнетики [13, 14]. Распространение спиновых волн в этих материалах возможно на частотах более высоких по сравнению с ферромагнетиками [15, 16]. В данной работе теоретически описывается модель фазового компаратора на основе антиферромагнитной тонкой пленки. Исследуется зависимость дискриминационной характеристики от пространственного расположения приемной антенны. Теоретически полученные результаты сопоставляются с данными, полученными микромагнитным моделированием.

## 1. Методика

**1.1. Модель фазового компаратора.** Рассмотрим структуру фазового компаратора в виде антиферромагнитной пленки, поверх которой расположены линии передачи, состоящие из трех микрополосковых антенн (см. рис. 1). Микроволновые сигналы с мощностями $P_1$, $P_2$ и фазами $\varphi_1$, $\varphi_2$ подаются на проводящие полосковые антенны, расположенные на краях пленки. Протекающие по ним электрические токи порождают переменные магнитные поля, которые вызывают в антиферромагнитном слое прецессию магнитных моментов и расходящиеся от антенн спиновые волны вдоль оси Ox. Эти волны интерферируют, и в результате на приемной антенне возникает ЭДС. Для расчетов далее предполагается, что длина пленки равна $L_x = 20$ мкм, ширина $L_y = 10$ мкм и толщина $L_z = 1$ мкм. Соответствующие размеры для каждой из трех антенн выбраны одинаковыми: длина $l_y = 10$ мкм, ширина $l_x = 0.25$ мкм и толщина $l_z = 0.125$ мкм.

В качестве материала рассмотрим двухподрешеточный антиферромагнетик со слабым ферромагнетизмом — гематит $\alpha{-}Fe_2O_3$ [15, 17]. Спиновые волны в таком случае могут быть

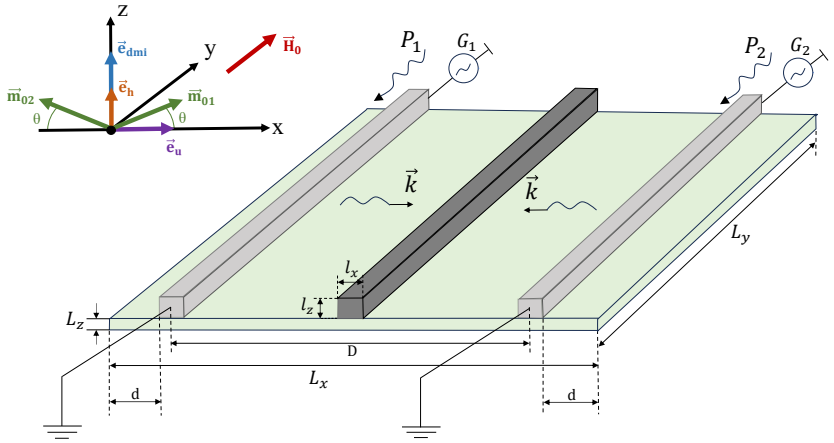



Рис. 1. Схематическое представление исследуемого фазового компаратора на основе антиферромагнитной пленки. Её длина равна $L_x = 20$ мкм, ширина $L_y = 10$ мкм и толщина $L_z = 1$ мкм. Каждая из трех антенн имеет длину $l_y = 10$ мкм, ширину $l_x = 0.25$ мкм и толщину $l_z = l_x/2$ мкм (цвет онлайн)

Fig. 1. Schematic representation of the phase comparator under study based on an antiferromagnetic film. Its length is $L_x = 20$ mkm, width $L_y = 10$ mkm and thickness $L_z = 1$ mkm. Each of the three antennas has a length of $l_y = 10$ mkm, a width of $l_x = 0.25$ mkm and a thickness of $l_z = l_x/2$ mkm (color online)

описаны при помощи двух связанных уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта [18–20] для намагниченностей подрешеток $\mathbf{m}_{1,2}$. Запишем эти уравнения в следующем виде [21]:

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{m}_1}{dt} &= -\gamma\mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_{\text{eff}_1} + \alpha\mathbf{m}_1 \times \frac{d\mathbf{m}_1}{dt},\\ \frac{d\mathbf{m}_2}{dt} &= -\gamma\mathbf{m}_2 \times \mathbf{H}_{\text{eff}_2} + \alpha\mathbf{m}_2 \times \frac{d\mathbf{m}_2}{dt},\end{aligned} \tag{1}$$

где $\gamma$ — гиромагнитное отношение, $\alpha$ — константа затухания Гильберта, $\mathbf{H}_{\text{eff}_{1,2}}$ — эффективные магнитные поля, представляемые как

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_{\text{eff}_{1,2}} =& \mathbf{H}_0 + H_u(\mathbf{m}_{1,2}\cdot\mathbf{e}_u)\mathbf{e}_u - H_h(\mathbf{m}_{1,2}\cdot\mathbf{e}_h)\mathbf{e}_h \mp\\ &\mp H_{\text{dmi}}\mathbf{e}_{\text{dmi}} \times \mathbf{m}_{2,1} - H_{\text{ex}}\mathbf{m}_{2,1} + 2\frac{A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_s}\triangle\mathbf{m}_{1,2} + \mathbf{h}_{ac}.\end{aligned} \tag{2}$$

Здесь $\mathbf{H}_0$ — внешнее постоянное магнитное поле, $H_u$ — поле анизотропии типа «легкая ось», $H_h$ — поле анизотропии типа «трудная ось», $A_{\text{ex}}$ — константа неоднородного обмена, $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная, $H_{\text{ex}}$ — поле однородного антиферромагнитного обмена, $H_{\text{dmi}}$ — поле Дзялошинского–Мория [22], $\mathbf{h}_{ac} = \mathbf{h}e^{-i(\omega t - \mathbf{kr})}$ — внешнее микроволновое магнитное поле. На рис. 1 показано взаимное расположение ортов легкой $\mathbf{e}_u$ и трудной $\mathbf{e}_h$ осей, вектора Дзялошинского–Мория $\mathbf{e}_{\text{dmi}}$ и постоянного внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$. Найдем тензор восприимчивости $\hat{\chi}_\omega$ рассматриваемого антиферромагнитного образца, представив намагниченности подрешеток как

$$\mathbf{m}_{1,2} = \mathbf{m}_{01,02} + \mathbf{s}_{1,2}e^{-i(\omega t - \mathbf{kr})}. \tag{3}$$

Здесь $\mathbf{m}_{01,02}$ — стационарные направления намагниченностей подрешеток, $\mathbf{s}_{1,2}$ — комплексные амплитуды спиновых волн. Поиск стационарных направлений $\mathbf{m}_{01,02}$, являющихся решением системы (1) при условии равенства нулю производных по времени, дает следующую оценку для синуса угла скоса

$$\sin(\Theta) \approx \frac{H_0 + H_{\text{dmi}}}{2H_{\text{ex}}}. \tag{4}$$

Подстановка (3) в (1) с учетом $\mathbf{m}_{01,02} = (\pm\cos(\Theta), \sin(\Theta), 0)$ в линейном по амплитудам спиновых волн приближении позволяет получить следующее соотношение:

$$M_s(\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2) = M_s\begin{pmatrix}s_x\\ s_y\\ s_z\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\chi_{xx} & 0 & \chi_{xz}\\ 0 & \chi_{yy} & 0\\ -\chi_{xz} & 0 & \chi_{zz}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}h_x\\ h_y\\ h_z\end{pmatrix} = \hat{\chi}_\omega\mathbf{h}, \tag{5}$$

где

$$\begin{aligned}\chi_{xx} &= \frac{2\omega_M(\omega_0+\omega_{\text{dmi}})^2/\omega_{\text{ex}}}{\left[\omega^2_{\text{q-FM}} - \omega^2\right] - i\alpha\omega\omega_{\text{ex}}}, \qquad \chi_{xz} = \frac{2i\omega\omega_M(\omega_0+\omega_{\text{dmi}})/\omega_{\text{ex}}}{\left[\omega^2_{\text{q-FM}} - \omega^2\right] - i\alpha\omega\omega_{\text{ex}}},\\ \chi_{yy} &= \frac{2\omega_M/\omega_{\text{ex}}\left[\omega^2_{\text{q-AFM}} - i\alpha\omega\omega_{\text{ex}}\right]}{\left[\omega^2_{\text{q-AFM}} - \omega^2\right] - i\alpha\omega\omega_{\text{ex}}}, \quad \chi_{zz} = \frac{2\omega_M/\omega_{\text{ex}}\left[\omega^2_{\text{q-FM}} - i\alpha\omega\omega_{\text{ex}}\right]}{\left[\omega^2_{\text{q-FM}} - \omega^2\right] - i\alpha\omega\omega_{\text{ex}}}.\end{aligned} \tag{6}$$

Здесь

$$\begin{aligned}\omega^2_{\text{q-FM}} &= \omega_0\cdot(\omega_0+\omega_{\text{dmi}}) + \omega_u\cdot\omega_{\text{ex}} + c_s^2\cdot k^2,\\ \omega^2_{\text{q-AFM}} &= \omega_{\text{dmi}}\cdot(\omega_0+\omega_{\text{dmi}}) + (\omega_u+\omega_h)\cdot\omega_{\text{ex}} + c_s^2\cdot k^2.\end{aligned} \tag{7}$$

В (6) и (7) введены следующие обозначения: $\omega_0 = \gamma H_0$, $\omega_M = \gamma M_s$, $\omega_{\text{ex}} = 2\gamma H_{\text{ex}}$, $\omega_{\text{dmi}} = \gamma H_{\text{dmi}}$, $\omega_u = \gamma H_u$, $\omega_h = \gamma H_h$, $c_s = \sqrt{2\gamma H_{\text{ex}} \cdot \gamma(2A_{\text{ex}}^{\text{FM}}/(\mu_0 \cdot M_s))}$ — скорость спиновых волн в антиферромагнетике.

**1.2. Эквивалентная электрическая схема линии передачи на антиферромагнитной плёнке.** Будем считать, что длина антенн $l_y$ намного меньше длины электромагнитной волны, распространяющейся вдоль антенны. Благодаря этому допущению линию передачи на антиферромагнитной плёнке можно описывать эквивалентной схемой на сосредоточенных, а не на распределённых элементах [23], изображение которой представлено на рис 2. Обозначим через $Z_{00}$ полное сопротивление приемной антенны, а через $Z_{11}, Z_{22}$ — полные сопротивления возбуждающих антенн. Сопротивление $Z_{00} = U_0/i_0$ можно записать в виде

$$Z_{00} = R_{\Omega}^0 + V_{\text{ind}}/i_0, \tag{8}$$

где $R_{\Omega}^0$ — омическое сопротивление материала антенны — детектора, а $V_{\text{ind}}$ — напряжение, индуцированное на ней. Из уравнения Максвелла — Фарадея можно получить выражение для $V_{\text{ind}}$ в виде $V_{\text{ind}} = -i\omega\Phi$, где $\Phi = \Phi_0 + \Phi_m$ — полный магнитный поток. Он складывается из потока $\Phi_0$, возникающего из-за тока, и $\Phi_m$, появляющегося в результате распространения спиновых волн в антиферромагнитной пленке.

Выразив $\Phi$ через собственную индуктивность $L_0$ выходной антенны, а также активное и реактивное сопротивления, получим полный импеданс приемной антенны в виде

$$Z_{00} = -i\omega L_0 + Z_0, \tag{9}$$

где $Z_0 = R_{\Omega}^0 - R_m^0 - iX_m^0$. Активное $R_m^0$ и реактивное $X_m^0$ сопротивления записываются следующим образом: [23]

$$\begin{aligned} R_m^0 &= \frac{\omega\mu_0 L_z L_y}{2\pi} \int \mathbf{h}_{ac}(k)^T \hat{\chi}_{\omega}''(k) \mathbf{h}_{ac}^*(k) dk, \\ X_m^0 &= \frac{\omega\mu_0 L_z L_y}{2\pi} \int \mathbf{h}_{ac}(k)^T \hat{\chi}_{\omega}'(k) \mathbf{h}_{ac}^*(k) dk. \end{aligned} \tag{10}$$

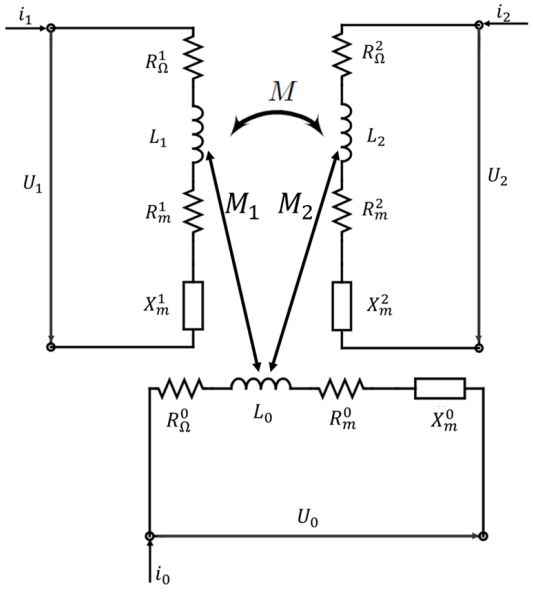



Рис. 2. Электрическая схема, эквивалентная фазовому компаратору спиновых волн
Fig. 2. Electrical circuit equivalent to a spin wave phase comparator

Здесь $\hat{\chi}_{\omega}'$ и $\hat{\chi}_{\omega}''(k)$ — действительная и мнимая части восприимчивости $\hat{\chi} = \chi_{\omega}' - i\chi_{\omega}''$ (5). В формулах (10) $\mathbf{h}_{\text{ac}}(k) = 1/(kl_x) \cdot \sin(kl_x/2) \cdot \mathbf{e}_k$ — пространственный Фурье-образ микроволнового магнитного поля, генерируемого возбуждающими антеннами [23]. При пропускании тока через каждую из таких антенн на второй антенне также индуцируется напряжение. Поэтому их полные сопротивления $Z_{11}$ и $Z_{22}$ вычисляются аналогично $Z_{00}$ (см. формулу (9)). Между каждой парой антенн существует взаимная индуктивность, которая зависит не только от поля антенны и тензора восприимчивости, но также и от расстояния между антеннами. Через $M$ обозначена индуктивность между возбуждающими антеннами, через $M_1$ — индуктивность между левой возбуждающей и приемной, а через $M_2$ — индуктивность между правой возбуждающей и приемной. Так как возбуждающие антенны имеют одинаковые размеры,

то и Фурье-образы полей $\mathbf{h}_{\text{ac}}(k)$ этих антенн тоже одинаковы с точностью до фазовых множителей вида $e^{ikl}$, где $l$ — расстояние между антеннами. Соответственно, для $M$ расстояние $l = D$, для $M_1, M_2$ учитываем $l = x, D - x$ соответственно. Таким образом, индуктивности $M, M_1, M_2$ принимают следующий вид [23]:

$$
\begin{aligned}
M &= \frac{\mu_0 L_z L_y}{2\pi} \int e^{ikD} \mathbf{h}_{ac}(k)^T \hat{\chi}_\omega(k) \mathbf{h}^*_{ac}(k) dk, \\
M_1 &= \frac{\mu_0 L_z L_y}{2\pi} \int e^{ikx} \mathbf{h}_{ac}(k)^T \hat{\chi}_\omega(k) \mathbf{h}^*_{ac}(k) dk, \\
M_2 &= \frac{\mu_0 L_z L_y}{2\pi} \int e^{ik(D-x)} \mathbf{h}_{ac}(k)^T \hat{\chi}_\omega(k) \mathbf{h}^*_{ac}(k) dk,
\end{aligned}
\tag{11}
$$

где $D$ — расстояние между центрами возбуждающих антенн (см. рис. 1). Таким образом, на основе анализа, выполненного в данном разделе, получена эквивалентная электрическая схема с сосредоточенными параметрами (см. рис. 2).

**1.3. Дискриминационная характеристика фазового компаратора.** Рассмотрим полученную эквивалентную схему на сосредоточенных элементах (см. рис. 2). В этой схеме $i_0, i_1, i_2$ — это силы микроволновых токов, протекающих по антеннам, а $U_1 = V_1 e^{-i(\omega t + \varphi_1)}$ и $U_2 = V_2 e^{-i(\omega t + \varphi_2)}$ — напряжения входных сигналов, где $V_1, V_2$ и $\varphi_1, \varphi_2$ — это вещественные амплитуды и фазы этих сигналов соответственно. Будем искать выходное напряжение на приемной антенне как функцию амплитуд и фаз входных колебаний

$$
U_0 = f(V_1, V_2, \varphi_1, \varphi_2). \tag{12}
$$

Запишем дифференциальные уравнения Кирхгофа для каждой части эквивалентной схемы. Пусть $p = d/dt = -i\omega$ — оператор дифференцирования. Тогда получим систему уравнений следующего вида:

$$
\begin{cases}
U_1 = (pL_1 + Z_1) i_1 - pM i_2 - pM_1 i_0, \\
U_2 = -pM i_1 + (pL_2 + Z_2) i_2 - pM_2 i_0, \\
U_0 = -pM_1 i_1 - pM_2 i_2 + (pL_0 + Z_0) i_0.
\end{cases}
\tag{13}
$$

Рассмотрим режим холостого хода $i_0 = 0$. Тогда (13) можно преобразовать к виду

$$
\begin{cases}
U_1 = (pL_1 + Z_1) i_1 - pM i_2, \\
U_2 = -pM i_1 + (pL_2 + Z_2) i_2, \\
U_0 = -pM_1 i_1 - pM_2 i_2.
\end{cases}
\tag{14}
$$

Из первых двух уравнений системы (14) найдем входные токи $i_1$ и $i_2$, считая, что $L_1 = L_2 = L$ и $Z_1 = Z_2 = Z$. Получим

$$
\begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\det \widehat{Z}} \begin{pmatrix} pL + Z & pM \\ pM & pL + Z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix}, \tag{15}
$$

где $\det \widehat{Z} = (pL + Z)^2 - (pM)^2$. Подставляя токи из (15) в третье уравнение системы (14), получим выражение для выходного напряжения $U_0$ на приемной антенне

$$
U_0 = -\frac{pM_1 \cdot ((pL + Z) \cdot U_1 + pM \cdot U_2) + pM_2 \cdot (pMU_1 + (pL + Z) \cdot U_2)}{(pL + Z)^2 - (pM)^2}. \tag{16}
$$

Пусть $\varphi_1 = \varphi$, $\varphi_2 = 0$, и отношение амплитуд входных колебаний $V_2/V_1 = n$. Тогда после подстановки выражений для напряжений в (16) получим следующее выражение для $U_0$:

$$\begin{aligned} U_0 = &- V_1 \frac{pM_1 \cdot ((pL+Z)\cdot(\cos(\varphi) - i\sin(\varphi)) + pM \cdot n)}{(pL+Z)^2 - (pM)^2} e^{-i\omega t} - \\ &- V_1 \frac{pM_2 \cdot (pM \cdot (\cos(\varphi) - i\sin(\varphi)) + (pL+Z)\cdot n)}{(pL+Z)^2 - (pM)^2} e^{-i\omega t} = V_0 e^{-i\omega t}, \end{aligned} \tag{17}$$

где

$$V_0 = pV_1 \frac{(pM_2 M + M_1 \cdot (pL+Z)) \cdot (\cos(\varphi) - i\sin(\varphi)) + n\,(pM_1 M + M_2\,(pL+Z))}{(pM)^2 - (pL+Z)^2}. \tag{18}$$

Модуль комплексной величины $V_0$ характеризует амплитуду напряжения на приемной антенне.

**1.4. Микромагнитное моделирование.** Для проверки теоретических расчетов было проведено микромагнитное моделирование в программном пакете $BORIS$ [24]. Расчетная область представляла собой одномерную цепочку из $N_x = 4096$ узлов с шагом $\Delta x = L_x/N_x = 20\text{мкм}/4096 \approx$ $\approx 4.9$ нм. Пренебрежение пространственным разбиением вдоль толщины и ширины волновода отвечает приближению тонкой и неограниченной в плоскости $XOY$ антиферромагнитной пленки. Для возбуждения спиновых волн переменные магнитные поля вида $\mathbf{h}_{r,l} = h_0 \sin(\omega t + \varphi_{r,l})\,\mathbf{e}_x$ задавались в прикраевых областях размером $l_x = 0.25$ мкм. Для $\mathbf{h}_r$ такая область была сдвинута на $d = l_x$ от правого конца моделируемой цепочки, а для $\mathbf{h}_l$ — на то же расстояние от левого конца. Во время расчетов полагалось, что $\varphi_l = 0$, а $\varphi_r$ изменялось от 0 до $2\pi$ с шагом $\pi/6$. Для каждого значения $\varphi_r$ динамика намагниченности рассчитывалась для отрезка времени в 5 нс. Параметры материала соответствовали гематиту $\alpha{-}Fe_2O_3$ [25]. Намагниченность насыщения $M_s = 8.4 \cdot 10^5$ А/м, поле антиферромагнитного обмена $\mu_0 H_{\text{ex}} = 1100$ Т, поле анизотропии типа «легкая ось» $\mu_0 H_u = 6 \cdot 10^{-5}$ Т, поле анизотропии типа «трудная ось» $H_h = 14 \cdot 10^{-3}$ Т, поле Дзялошинского–Мория $\mu_0 H_{\text{dmi}} = 2.7$ Т, обменная константа $A_{\text{ex}} = 6.7 \cdot 10^{-12}$ Дж/м, коэффициент затухания $\alpha = 2 \cdot 10^{-5}$. Расчеты проводились при внешнем постоянном магнитном поле $B_0 = 10$ мТл и частоте $f = \omega/(2\pi) = 20$ ГГц.

## 2. Результаты

Рассмотрим зависимости выходного напряжения от пространственного расположения приемной антенны при различных фазах входных сигналов, показанные на рис. 3. Результаты моделирования визуально повторяют построенную по теории кривую в нормированном масштабе. Для простоты восприятия амплитуда, полученная при обработке данных моделирования, отображена только для каждого 10 узла. Отметим, что для центрального положения приемной антенны ($X = 0$) и нулевого сдвига фаз амплитуда $|V_0|$ оказывается максимальна за счет интерференции спиновых волн, пришедших в эту координату в фазе. Соответственно, для сдвига фаз входных источников, равного $\pi$, происходит гашение амплитуды колебаний магнитных моментов. Однако для $X \neq 0$ гашения не наблюдается. Действительно, у антиферромагнетика есть собственное затухание, и амплитуда спиновой волны, возбужденной левым источником, для точек из области $X > 0$ оказывается меньше, чем у волн от правого источника в этой же области, и, следовательно, полного гашения не наблюдается.

Рассмотрим дискриминационную характеристику исследуемого фазового компаратора для положений приемной антенны $X = 5\lambda/4$ и $X = 6\lambda/4$, где $\lambda \approx 2$ мкм — длина спиновой

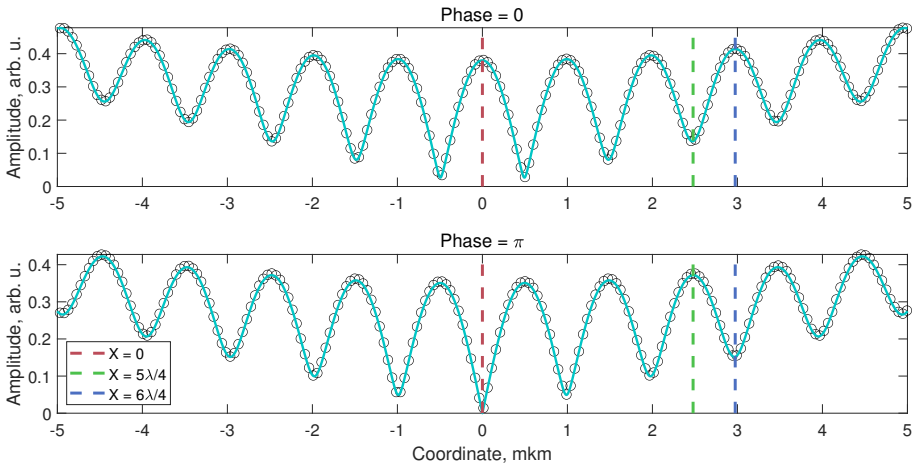



Рис. 3. Зависимости амплитуды выходного напряжения от координаты при разностях фаз входных колебаний 0 и π. Круги отражают результаты микромагнитного моделирования, а сплошная линия построена при помощи теоретических расчетов (цвет онлайн)

Fig. 3. Dependences of the amplitude of the output voltage on the coordinate at the phase differences of the input oscillations 0 and π. The circles reflect the results of micromagnetic simulations, and the solid line is plotted using theoretical calculations (color online)

волны в гематите на частоте 20 ГГц (см. рис. 4). Сдвиг на нечетное число четвертей волн привел к тому, что, в отличие от случая $X = 0$, максимум дискриминационной характеристики наблюдаем в случае сдвига фаз, равного π. Кроме того, видно, что разница между амплитудами для $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$ при удалении от центра уменьшилась, что объяснено наличием собственного затухания антиферромагнетика. Следовательно, для наиболее эффективной работы фазового компаратора желательно располагать детектор посередине между входными антеннами. Смещение от такого центрального положения, помимо снижения упомянутой разности амплитуд, приведет и к отличному от нуля значению напряжения в минимуме дискриминационной характеристики.

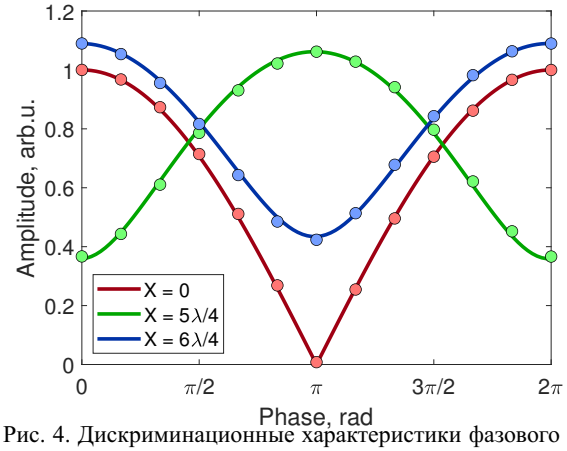



Рис. 4. Дискриминационные характеристики фазового компаратора при различных положениях приемной антенны (цвет онлайн)

Fig. 4. Discriminative characteristics of the phase comparator at different positions of the receiving antenna (color online)

## Заключение

В данной работе описана структура фазового компаратора спиновых волн на основе антиферромагнитной пленки. Получено выражение для дискриминационной характеристики компаратора как функции амплитуд и фаз входных микроволновых сигналов. Также построена зависимость амплитуды выходного напряжения от расположения приемной антенны. В работе было показано, что для нахождения дискриминационной характеристики при произвольном расположении приемной антенны можно использовать эквивалентную электрическую схему на сосредоточенных

элементах. Для верификации теоретически полученных результатов было проведено микромагнитное моделирование распространения спиновых волн в антиферромагнитной пленке. Результаты численного и теоретического расчетов качественно совпадают. Анализ полученных зависимостей показал, что работа компаратора будет более эффективной, если приемная антенна расположена посередине между возбуждающими антеннами: в этом случае разница амплитуд в фазе и противофазе будет наибольшей. Результаты, полученные в работе, могут иметь практическое значение при проектировании магнонных устройств для обработки данных, логических элементов, а также датчиков магнитных полей.

**Список литературы**


1. *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.
2. *Shao Q., Li P., Liu L., Yang H., Fukami S., Razavi A., Wu H., Wang K., Freimuth F., Mokrousov Y., Stiles M. D., Emori S., Hoffmann A., Åkerman J., Roy K., Wang J.-P., Yang S.-H., Garello K., Zhang W.* Roadmap of Spin–Orbit Torques // IEEE Trans. Magn. 2021. Vol. 57. no. 7. P. 800439. DOI: 10.1109/TMAG.2021.3078583.
3. *Фетисов Ю. К., Сигов Ф. С.* Спинтроника: физические основы и устройства // РЭНСИТ. 2018. Т. 10, № 3. С. 343–356. DOI: 10.17725/rensit.2018.10.343.
4. *Gattringer M., Abert C., Wang Q., Chumak A. V., Suess D.* Offset-free magnetic field sensor based on a standing spin wave // Phys. Rev. Appl. 2023. Vol. 20, no. 4. P. 044083. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.20.044083.
5. *Vysotskii S., Kozhevnikov A., Balinskiy M., Khitun A., Filimonov Y.* Giant sensitivity to magnetic field variation in the spin wave interferometer based on the system of exchange-coupled films of yttrium iron garnet // J. Appl. Phys. 2022. Vol. 132, no. 8. P. 084504. DOI: 10.1063/5.0102336.
6. *Rumyantsev S., Balinskiy M., Kargar F., Khitun A., Balandin A. A.* The discrete noise of magnons // Appl. Phys. Lett. 2019. Vol. 114, no. 9. P. 090601. DOI: 10.1063/1.5088651.
7. *Самойленко Д., Габриелян Д. А., Сафин А. Р., Никитов С. А.* Магнон-фотонная гибридизация мод в структуре электромагнитный резонатор/ферромагнитная пленка // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 122, № 9–10. С. 572–579. DOI: 10.7868/S3034576625110082.
8. *Dols M., Sharma S., Bechara L., Blanter Y. M., Kounalakis M., Kusminskiy S. V.* Magnon-mediated quantum gates for superconducting qubits // Phys. Rev. B. 2024. Vol. 110, no. 10. P. 104416. DOI: 10.1103/PhysRevB.110.104416.
9. *Fukami M., Candido D. R., Awschalom D. D., Flatté M. E.* Opportunities for long-range magnon-mediated entanglement of spin qubits via on- and off-resonant coupling // PRX Quantum. 2021. Vol. 2, no. 4. P. 040314. DOI: 10.1103/PRXQuantum.2.040314.
10. *Grollier J., Querlioz D., Camsari K., Everschor-Sitte K., Fukami S., Stiles M. D.* Neuromorphic spintronics // Nat. Electron. 2020. Vol. 3, no. 7. P. 360–370. DOI: 10.1038/s41928-019-0360-9.
11. *Stuart W., Kostylev M., Ustinov A. B., Kalinikos B. A.* Implementing a magnonic reservoir computer model based on time-delay multiplexing // Phys. Rev. Applied. 2021. Vol. 15, no. 6. P. 064060. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.064060.
12. *Ya X., Chen H., Oyabu S., Peng B., Otsuki H., Tanaka T., Matsuyama K.* Interferometric properties of standing spin waves and the application to a phase comparator // J. Appl. Phys. 2015. Vol. 117. P. 17A719. DOI: 10.1063/1.4914366.
13. *Han J., Cheng R., Liu L., Ohno H., Fukami S.* Coherent antiferromagnetic spintronics // Nat. Mater. 2023. Vol. 22, no. 6. P. 684–695. DOI: 10.1038/s41563-023-01492-6.

14. *Самойленко К. Д., Митрофанова А. Ю., Сафин А. Р., Никитов С. А.* Влияние топологии связанных антиферромагнитных осцилляторов на их взаимную синхронизацию // Известия вузов. ПНД. 2025. Т. 33, № 3. С. 307–321. DOI: 10.18500/0869-6632-003154.
15. *Kanj A., Gomonay H., Boventer I., Bortolotti P., Cros V., Anane A., Lebrun R.* Antiferromagnetic magnon spintronic based on nonreciprocal and nondegenerated ultra-fast spin-waves in the canted antiferromagnet $\alpha$-$Fe_2O_3$ // Sci. Adv. 2023. Vol. 9. P. eadh1601. DOI: 10.1126/sciadv.adh1601.
16. *Hortensius J., Afanasiev D., Matthiesen M., Leenders R., Citro R., Kimel A., Mikhaylovskiy R., Ivanov B. A., Caviglia A. D.* Coherent spin-wave transport in an antiferromagnet // Nat. Phys. 2021. Vol. 17. no. 9. P. 1001–1006. DOI: 10.1038/s41567-021-01290-4.
17. *Беликов Л. В., Рудашевский Е. Г.* Антиферромагнитный резонанс в гематите в слабоферромагнитном состоянии // ЖЭТФ. 1969. Т. 56, № 5. С. 1557–1564.
18. *Гуревич А. ,Г., Мелков Г. А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
19. *Landau L., Lifshitz E.* On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // Phys. Z. Sowjetunion. 1935. Vol. 8. P. 153–164.
20. *Gilbert T. L.* A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials // IEEE Trans. Magn. 2004. Vol. 40, no. 6. P. 3443–3449. DOI: 10.1109/TMAG.2004.836740.
21. *Гомонай Е. В., Локтев В. М.* Использование обобщенных уравнений Ландау-Лифшица для описания динамики многоподрешеточного антиферромагнетика в присутствии спин-поляризованного тока // Физика низких температур. 2015. Т. 41, № 9. С. 898–907.
22. *Moriya T.* Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism // Phys. Rev. 1960. Vol. 120, no. 1. P. 91–98. DOI: 10.1103/PhysRev.120.91.
23. *Vanderveken F., Tyberkevych V., Talmelli G., Soree B., Ciubotaru F., Adelmann C.* Lumped circuit model for inductive antenna spin-wave transducers // Sci. Rep. 2022. Vol. 12. no. 1. P. 3796. DOI: 10.1038/s41598-022-07625-2.
24. *Lepadatu S.* Boris computational spintronics—High performance multi-mesh magnetic and spin transport modeling software // J. Appl. Phys. 2020. Vol. 128, no. 24. P. 243902. DOI: 10.1063/5.0024382.
25. *Brehm V., Gomonay O., Lepadatu S., Kläui M., Sinova J., Brataas A., Qaiumzadeh A.* Micromagnetic study of spin transport in easy-plane antiferromagnetic insulators // Phys. Rev. B. 2023. Vol. 107, no. 18. P. 184404. DOI: 10.1103/PhysRevB.107.184404.

**References**

1. Nikitov SA, Safin AR, Kalyabin DV, Sadovnikov AV, Beginin EN, Logunov MV, Morozova MA, Odintsov SA, Osokin SA, Sharaevskaya AYu, Sharaevsky YuP, Kirilyuk AI. Dielectric magnonics: from gigahertz to terahertz. Phys. Usp. 2020;63(10):945–974. DOI: 10.3367/UFNe.2019.07.038609.
2. Shao Q, Li P, Liu L, Yang H, Fukami S, Razavi A, Wu H, Wang K, Freimuth F, Mokrousov Y, Stiles MD, Emori S, Hoffmann A, Åkerman J, Roy K, Wang J-P, Yang S-H, Garello K, Zhang W. Roadmap of Spin–Orbit Torques. IEEE Trans. Magn. 2021;57(7):800439. DOI: 10.1109/TMAG.2021.3078583.
3. Fetisov YV, Sigov AS. Spintronics: Physical foundations and devices. RENSIT. 2018;10(3):343–356. DOI: 10.17725/rensit.2018.10.343.
4. Gattringer M, Abert C, Wang Q, Chumak AV, Suess D. Offset-free magnetic field sensor based on a standing spin wave. Phys. Rev. Appl. 2023;20(4):044083. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.20.044083.
5. Vysotskii S, Kozhevnikov A, Balinskiy M, Khitun A, Filimonov Y. Giant sensitivity to magnetic field variation in the spin wave interferometer based on the system of exchange-coupled films of yttrium iron garnet. J. Appl. Phys. 2022;132(8):084504. DOI: 10.1063/5.0102336.

6. Rumyantsev S, Balinskiy M, Kargar F, Khitun A, Balandin AA. The discrete noise of magnons // Appl. Phys. Lett. 2019;114(9):090601. DOI: 10.1063/1.5088651.
7. Samoilenko KD, Gabrielyan DA, Safin AR, Nikitov SA. Magnon–photon mode hybridization in an electromagnetic resonator/ferromagnetic film structure. JETP Lett. 2025;122:592–599. DOI: 10.1134/S0021364025608188.
8. Dols M, Sharma S, Bechara L, Blanter YM, Kounalakis M, Kusminskiy SV. Magnon-mediated quantum gates for superconducting qubits. Phys. Rev. B. 2024;110:104416. DOI: 10.1103/PhysRevB.110.104416.
9. Fukami M, Candido DR, Awschalom DD, Flatté ME. Opportunities for long-range magnon-mediated entanglement of spin qubits via on- and off-resonant coupling. PRX Quantum. 2021;2(4): 040314. DOI: 10.1103/PRXQuantum.2.040314.
10. Grollier J, Querlioz D, Camsari KY, Everschor-Sitte K, Fukami S, Stiles MD. Neuromorphic spintronics. Nat. Electron. 2020;3(7):360–370. DOI: 10.1038/s41928-019-0360-9.
11. Stuart W, Kostylev M, Ustinов 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.
12. Ya X, Chen H, Oyabu S, Peng B, Otsuki H, Tanaka T, Matsuyama K. Interferometric properties of standing spin waves and the application to a phase comparator. J. Appl. Phys. 2015;117:17A719. DOI: 10.1063/1.4914366.
13. Han J, Cheng R, Liu L, Ohno H, Fukami S. Coherent antiferromagnetic spintronics. Nat. Mater. 2023;22(6):684–695. DOI: 10.1038/s41563-023-01492-6.
14. Samoylenko KD, Mitrofanova AYu, Safin AR, Nikitov SA. Influence of the topology of coupled antiferromagnetic oscillators on their mutual synchronization. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2025;33(3):307–321. DOI: 10.18500/0869-6632-003154.
15. Kanj A, Gomonay H, Boventer I, Bortolotti P, Cros V, Anane A, Lebrun R. Antiferromagnetic magnon spintronic based on nonreciprocal and nondegenerated ultra-fast spin-waves in the canted antiferromagnet $\alpha$-$Fe_2O_3$. Sci. Adv. 2023;9:eadh1601. DOI: 10.1126/sciadv.adh1601.
16. Hortensius JR, Afanasiev D, Matthiesen M, Leenders R, Citro R, Kimel AV, Mikhaylovskiy RV, Ivanov BA, Caviglia AD. Coherent spin-wave transport in an antiferromagnet. Nat. Phys. 2021;17(9):1001–1006.
17. Velikov LV, Rudashevskii EG. Antiferromagnetic resonance in hematite in the weakly ferromagnetic state. J. Exp. Theor. Phys. 1969;29(5):836–839.
18. Gurevich AG, Melkov GA. Magnetization Oscillations and Waves. Moscow: Fizmatlit; 1994. 464 p. (in Russian).
19. Landau L, Lifshitz E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. Phys. Z. Sowjetunion. 1935;8:153–164.
20. Gilbert TL. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. IEEE Trans. Magn. 2004;40(6):3443–3449. DOI: 10.1109/TMAG.2004.836740.
21. Gomonay OV, Loktev VM. Using generalized Landau-Lifshitz equations to describe the dynamics of multi-sublattice antiferromagnets induced by spin-polarized current. Low Temp. Phys. 2015; 41(9):698–704. DOI: 10.1063/1.4931648.
22. Moriya T. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism. Phys. Rev. 1960; 120(1):91–98. DOI: 10.1103/PhysRev.120.91.
23. Vanderveken F, Tyberkevych V, Talmelli G, Soree B, Ciubotaru F, Adelmann C. Lumped circuit model for inductive antenna spin-wave transducers. Sci. Rep. 2022;12(1):3796. DOI: 10.1038/s41598-022-07625-2.

24. Lepadatu S. Boris computational spintronics–High performance multi-mesh magnetic and spin transport modeling software. J. Appl. Phys. 2020;128(24):243902. DOI: 10.1063/5.0024382.
25. Brehm V, Gomonay O, Lepadatu S, Kläui M, Sinova J, Brataas A, Qaiumzadeh A. Micromagnetic study of spin transport in easy-plane antiferromagnetic insulators. Phys. Rev. B. 2023;107(18): 184404. DOI: 10.1103/PhysRevB.107.184404.



*Архипова Ольга Юрьевна* — аспирант кафедры электроники Московского физико-технического института. С 2022 года работает в ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН в должности инженера. Научные интересы — математическое моделирование, волновые явления, спинтроника.

Россия, 125009 Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7
Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: olyuar@gmail.com
ORCID: 0009-0004-3078-531X
AuthorID (eLibrary.Ru): 1317779



*Матвеев Артем Андреевич* — аспирант кафедры электроники Московского физико-технического института. С 2022 года работает в ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН в должности инженера. Научные интересы — нелинейная динамика, микромагнитное моделирование, спинтроника.
Россия, 125009 Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7
Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: maa.box@yandex.ru
ORCID: 0009-0006-8670-5432
AuthorID (eLibrary.Ru): 1323698



*Сафин Ансар Ризаевич* — доктор физико-математических наук (2023), профессор РАН. Руководитель лаборатории «Антиферромагнитная спинтроника» Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, профессор кафедры «Формирование и обработка радиосигналов» Национального исследовательского университета Московского энергетического института. Автор более 50 научных публикаций. Научные интересы — радиофизика и электроника, физика магнитных явлений и спинтроника.

Россия, 125009 Москва, ул. Моховая, 11, стр.7
Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: arsafin@gmail.com
ORCID: 0000-0001-6507-6573
AuthorID (eLibrary.Ru): 525831



*Никитов Сергей Аполлонович* — академик РАН (2022), директор Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, доктор физико-математических наук (1991), профессор (1995) Московского физико-технического института, директор Научно-исследовательского института механики и физики. Автор более 400 научных работ. Научные интересы — радиофизика и физическая электроника, физика магнитных явлений, спинтроника и магноника.

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

Новое в прикладной физике

Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2026. Т. 34, № 5
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5)

Научная статья
УДК 537.87

DOI: 10.18500/0869-6632-003230
EDN: IVKXHI

# Спиновые волны в латеральных ЖИГ-волноводах с платиновыми полосками

*В. В. Балаева*[1]✉, *Д. В. Романенко*[1], *С. А. Гусев*[2], *Н. С. Гусев*[2], *Н. В. Аверин*[1], *М. А. Морозова*[1,3]

[1]Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия
[2]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
[3]Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Россия
E-mail: ✉vkonda2000@mail.ru, dmitrii.romanenk@mail.ru, gusev@ipmras.ru, gusevns@ipmras.ru, kitaverin3@gmail.com, mamorozovama@yandex.ru

*Поступила в редакцию 1.06.2026, принята к публикации 22.07.2026, опубликована онлайн 25.07.2026, опубликована 30.09.2026*

***Аннотация***. *Цель.* Экспериментально исследованы особенности распространения спиновых волн в двух латерально связанных волноводах железо-иттриевого граната с платиновыми полосками на поверхности. *Методы.* Рассмотрены два способа возбуждения структуры: возбуждение одного волновода и прием сигнала с двух волноводов, а также возбуждение двух волноводов и прием сигнала с одного волновода. *Результаты.* Показано, что в первом случае полосы возбуждения спиновых волн, снятые с выходов первого и второго волноводов, частично перекрываются; диапазон частот между максимумами полос возбуждения спиновых волн увеличивается при увеличении напряжения в платиновых полосках; во втором случае при разности фаз входных сигналов $\pi$ и $\pi/2$ наблюдалась запрещенная зона спиновых волн. *Заключение.* При увеличении напряжения в платиновых полосках запрещенная зона пропадала.

***Ключевые слова***: спиновая волна, магнонный кристалл, спиновый эффект Холла.

***Благодарности***. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-79-30027). Использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

***Для цитирования***: *Балаева В. В., Романенко Д. В., Гусев С. А., Гусев Н. С., Аверин Н. В., Морозова М. А.* Спиновые волны в латеральных ЖИГ-волноводах с платиновыми полосками // Известия вузов. ПНД. 2026. Т. 34, № 5. С. 710–722. DOI: 10.18500/0869-6632-003230. EDN: IVKXHI

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

© *Балаева В. В., Романенко Д. В., Гусев С. А., Гусев Н. С., Аверин Н. В., Морозова М. А., 2026*

Article DOI: 10.18500/0869-6632-003230

# Spin waves in lateral YIG waveguides with platinum strips

*V. V. Balaeva*[1] ✉, *D. V. Romanenko*[1], *S. A. Gusev*[2], *N. S. Gusev*[2], *N. V. Averin*[1], *M. A. Morozova*[1,3]

[1]Saratov State University, Russia
[2]Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Russia
[3]Saratov Branch of the Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS, Russia
E-mail: ✉vkonda2000@mail.ru, dmitrii.romanenk@mail.ru, gusev@ipmras.ru, gusevns@ipmras.ru, kitaverin3@gmail.com, mamorozovama@yandex.ru
*Received 1.06.2026, accepted 22.07.2026, available online 25.07.2026, published 30.09.2026*

***Abstract.*** *Purpose.* The propagation characteristics of spin waves in two laterally coupled yttrium iron garnet waveguides with platinum strips on the surface have been experimentally investigated. *Methods.* Two methods of structure excitation were considered: excitation of one waveguide and signal reception from two waveguides, as well as excitation of two waveguides and signal reception from one waveguide. *Results.* It is shown that in the first case, the spin wave excitation bands taken from the outputs of the first and second waveguides partially overlap; the frequency range between the maxima of the spin wave excitation bands increases with increasing voltage in the platinum strips; in the second case, a spin wave bandgap was observed at the phase difference of the input signals of $\pi$ and $\pi/2$. *Conclusion.* With increasing voltage in the platinum strips, the bandgap disappeared.

***Keywords***: spin wave, magnonic crystal, spin Hall effect.

***Acknowledgements***. This work was supported by Russian Science Foundation (grant № 23-79-30027). The research was carried out using the facilities of Center “Physics and technology of micro- and nanostructures” at IPM RAS.

***For citation***: Balaeva VV, Romanenko DV, Gusev SA, Gusev NS, Averin NV, Morozova MA. Spin waves in lateral YIG waveguides with platinum strips. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5):710–722. DOI: 10.18500/0869-6632-003230

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

## Введение

Интеграция магнитных микро- и наноструктур в современные системы связи открывает перспективы создания архитектур нового поколения. В данных системах роль носителей информации выполняют спиновые волны и их кванты — магноны, что позволяет отказаться от традиционного электронного переноса [1–4]. Магноны рассматриваются как эффективные объекты передачи данных, поскольку низкое затухание (параметр затухания Гильберта) минимизирует диссипацию энергии по сравнению с омическими потерями в полупроводниковых устройствах. Данный фактор обуславливает появление различных концепций магнонной логики и устройств обработки сигналов [2, 3].

Реализация сложных магнонных сетей требует разработки методов эффективного и контролируемого сопряжения отдельных функциональных элементов. Использование связанных структур вводит дополнительную степень свободы — величину межслойной или латеральной связи, что расширяет диапазон настройки системы. В современной магнонике выделяют два типа геометрий: планарные структуры, состоящие из компланарных волноводов [5–10], и многослойные системы типа «сэндвич» [11–13]. Планарная конфигурация обладает преимуществом с точки зрения экспериментальной реализации, упрощая процедуры возбуждения и детектирования спиновых волн (СВ). Наиболее подходящим материалом для таких исследований служат пленки железо-иттриевого граната ($Y_3Fe_5O_{12}$, ЖИГ), характеризующиеся рекордно узкой линией ферромагнитного резонанса и слабой магнитной анизотропией [14].

Традиционно динамику СВ в латерально связанных ЖИГ-структурах изучали на объектах микронного масштаба [6, 7]. Однако текущие технологические возможности позволяют перейти

к наноразмерным пленкам ЖИГ, что критически важно для миниатюризации устройств. Предшествующие теоретические и экспериментальные работы продемонстрировали, что в наноразмерных латерально связанных волноводах формируются симметричные и антисимметричные нормальные моды [8–10]. Взаимодействие этих мод вызывает периодическую перекачку мощности СВ между каналами, интенсивность которой определяется внешним магнитным полем, направлением вектора намагниченности и геометрическими параметрами структуры.

Применение магнонных кристаллов (МК) — структур с периодической модуляцией параметров — позволяет формировать запрещенные зоны (bandgaps) в спектре СВ, существенно расширяя функционал магнонных систем [15–22]. Один из методов создания периодичности заключается в наложении специфических граничных условий на поверхность волновода. В качестве материала для периодической нагрузки возможно использование, например, полосок платины (Pt) [23–25]. При протекании электрического тока в слое Pt возникает поперечный спиновый ток (чистый спиновый ток), обусловленный спиновым эффектом Холла. Платина обладает значительным спиновым углом Холла, что делает её эффективным материалом для генерации спинового тока посредством спинового эффекта Холла. Значение спинового угла Холла для Pt, по данным различных экспериментальных работ, составляет от 0.05 до 0.08 [26,27]. При протекании электрического тока вдоль Pt-полоски возникает поперечный спиновый ток, который инжектируется в пленку ЖИГ через интерфейс Pt/YIG. Этот спиновый ток передаёт свой спиновый момент локальной намагниченности ферромагнетика (спин-орбитальный вращающий момент, spin-transfer torque). В зависимости от взаимной ориентации спина инжектируемых электронов и локальной намагниченности, спиновый ток модулирует эффективное затухание Гильберта для распространяющихся спиновых волн: он может либо усиливать затухание, либо, напротив, его уменьшать. Передача спинового момента через интерфейс ЖИГ/Pt позволяет нарушать пространственно-временную симметрию в волноводах [28], модулировать коэффициент затухания СВ [29] и индуцировать появление запрещенных зон в энергетическом спектре магнонов [30]. Следовательно, интеграция платиновых полосок в систему связанных МК способна обеспечить прецизионное управление спин-волновыми сигналами.

В настоящей работе мы представляем результаты экспериментального исследования распространения СВ в латерально связанных наноразмерных волноводах ЖИГ с нанесенными полосками Pt. Выбор наноразмерных волноводов ЖИГ обусловлен задачами миниатюризации и современным трендом исследований сверхтонких пленок ЖИГ. Мы проанализировали две конфигурации возбуждения системы: 1) подача СВЧ-сигнала в один волновод с последующим детектированием в обоих каналах; 2) синхронное возбуждение обоих волноводов с регистрацией сигнала в одном из них. Прикладывая напряжение к платиновым полоскам, мы реализовали перестраиваемое управление спин-волновыми процессами, что подтверждает возможность создания активных компонентов магноники на базе связанных наноструктур.

## 1. Экспериментальное исследование

Для создания экспериментальных макетов использовалась монокристаллическая пленка железо-иттриевого граната толщиной 100 нм (намагниченность насыщения 140 Гс, ширина линии ферромагнитного резонанса 0.5 Э), выращенная методом жидкостно-фазовой эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевого граната (ГГГ, $Gd_3Ga_5O_{12}$). Экспериментальный макет представляет собой два латерально связанных ЖИГ-волновода шириной 20 мкм, расстояние между волноводами 25 мкм (рис. 1, *a*). Микрофотография макета, полученная в электронном микроскопе, приведена на рис. 1, *b*. На поверхности ЖИГ с использованием методов оптической литографии создавались периодическая система канавок с глубиной 10 нм и периодом $L = 6$ мкм и полоски

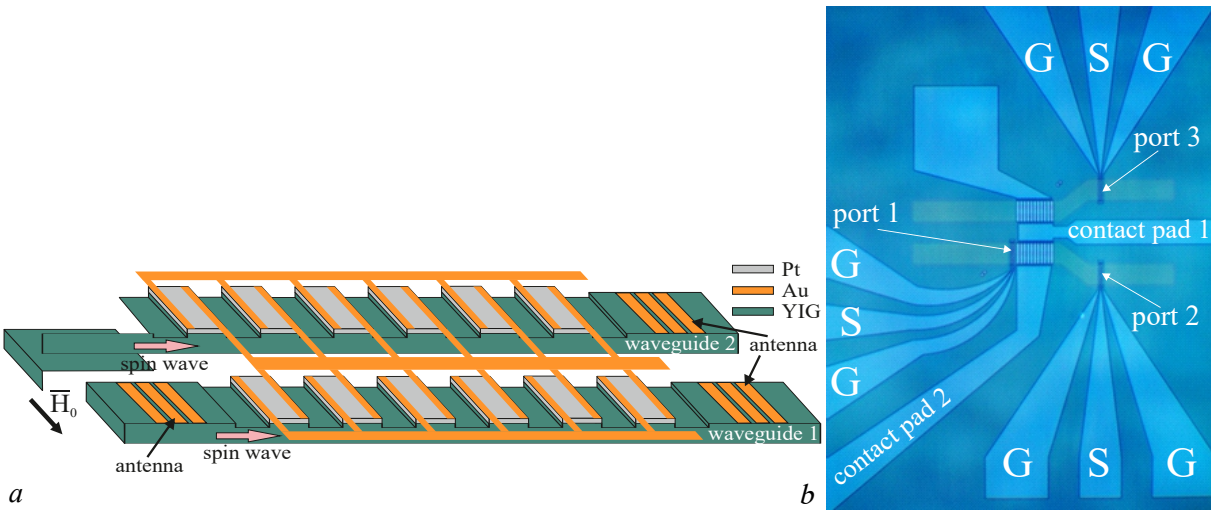



Рис. 1. *a* — Схема экспериментального макета на основе двух латерально связанных ЖИГ-волноводов с платиновыми (Pt) полосками на поверхности. *b* — Микрофотография (SEM-изображение) экспериментального образца, демонстрирующая морфологию и взаимное расположение элементов (цвет онлайн)

Fig. 1. *a* — Schematic of the experimental setup based on two laterally coupled YIG waveguides with platinum (Pt) strips on the surface. *b* — Micrograph (SEM image) of the experimental sample, demonstrating the morphology and mutual arrangement of elements (color online)

из Pt толщиной 10 нм, расположенные на столбиках ЖИГ. Для возбуждения СВ создавались симметричные копланарные антенны из золота толщиной 200 нм с шириной полоски 2.5 мкм и расстоянием между полосками 2 мкм (antenna на рис. 1, *a*). На одном из связанных волноводов размещались две антенны (порт 1 и порт 2), расстояние между которыми 160 мкм, на втором волноводе размещалась одна антенна (порт 3). Выбор трехконтактного копланарного преобразователя (CPW) обусловлен необходимостью обеспечить возбуждение требуемых длин волн (порядка периода брэгговской решетки из Pt-полосок) в узком волноводе. Магнитное поле $\overline{H}_0$ направлено параллельно антеннам, при такой геометрии в структуре возбуждалась поверхностная СВ. Контакты для возбуждения постоянного тока в нагрузке Pt также выполнены из золота (contact pad 1 и 2 на рис. 1, *b*). На полосках Pt располагались контакты параллельно антеннам для возбуждения СВ так, что электрический ток в Pt-полосках был сонаправлен либо противоположно направлен направлению распространения СВ.

В ходе работы было рассмотрено два типа возбуждения структуры. В первом случае входной сигнал подавался на одну входную антенну (порт 1) и снимался с двух выходных антенн (порт 2 и порт 3). При этом сигнал с порта 3 усиливался с помощью усилителя мощности. Во втором случае сигнал подавался на две входные антенны (порт 2 и порт 3) и снимался с одной антенны (порт 1). Направление магнитного поля $\bar{H}_0$ в этом случае менялось на противоположное. Исследование спектральных характеристик СВ проводилось с помощью микроволновой зондовой контрольно-измерительной станции, включающей векторный анализатор цепей, четырёхполюсный постоянный магнит, систему позиционирования, микроскоп, а также 2 СВЧ-зонда и 2 DC-зонда с держателями. Один СВЧ-зонд (GSG, Ground-Signal-Ground) использовался для подачи СВЧ-сигнала на возбуждающую антенну, а второй — для съема сигнала с приемной антенны. DC-зонды использовались для приложения управляющего напряжения к Pt-полоскам.

Рассмотрим первый случай возбуждения. На рис. 2, *a* приведены АЧХ СВ, снятые с порта 2 при разном значении напряжения в Pt-полосках, расположенных на волноводе 1. Для приложения напряжения к Pt-полоскам DC-зонды размещались на контактных площадках 1 и 2. Из рис. 2, *a*

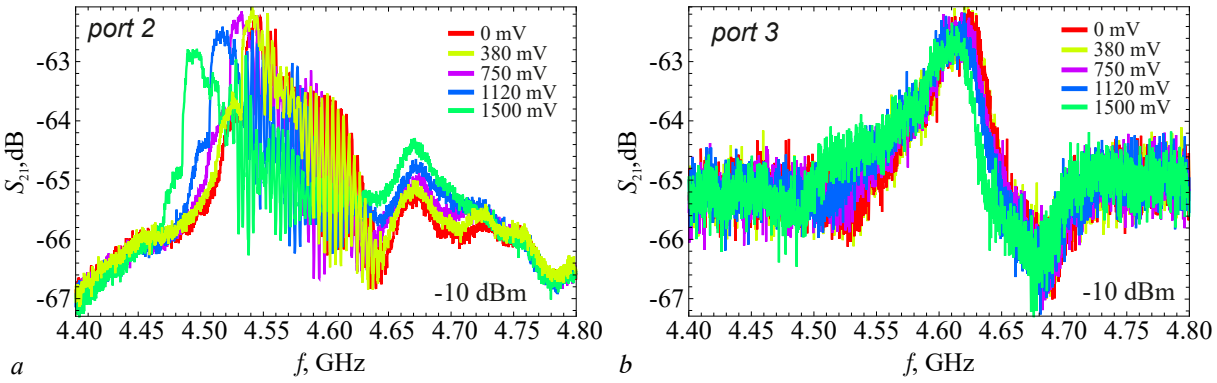



Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики спиновых волн, снятые *a* — с порта 2 и *b* — порта 3 при подаче сигнала на порт 1 при напряженности магнитного поля 940 Э, мощности входного сигнала −10 дБм и разных значениях напряжения в Pt-полосках (цвет онлайн)

Fig. 2. Amplitude-frequency characteristics of spin waves, measured *a* — from port 2 and *b* — from port 3 with the signal applied to port 1 at a magnetic field strength of 940 Oe, input signal power of −10 dBm, and different voltage values in the Pt strips (color online)

видно, что полоса возбуждения СВ составляет порядка 150 МГц. При приложении напряжения к Pt-полоскам в диапазоне 0...1500 мВ полоса возбуждения СВ сдвигается вниз по частоте на величину порядка 50 МГ. На рис. 2, *b* приведены АЧХ, снятые с порта 3, при этом напряжение прикладывалось к Pt-полоскам, расположенным на волноводе 1, как и в предыдущем случае. Видно, что напряжение слабее влияет на положение полосы возбуждения СВ, наблюдается сдвиг по частоте вниз на 20 МГц. Расчёт волновых чисел по модели Дэймона–Эшбаха, с учетом обмена [31], показывает, что данному типу возбуждения соответствуют волновые числа порядка 1 мкм$^{-1}$.

Магнитное поле, создаваемое током в тонкой платиновой полоске (толщина 10 нм, ширина несколько мкм), чрезвычайно мало. При напряжении на Pt-полосках 0...1.5 В сила тока составляла 0...20 мА. Оценочное значение поля на поверхности ЖИГ составляет порядка 0.1 Э, что в тысячи раз меньше внешнего поля (940 Э) и не может вызвать наблюдаемый сдвиг полосы на десятки мегагерц. Омический нагрев также был оценен. Для выбранных уровней тока мощность рассеяния на каждой полоске не превышает 10 мкВт. Измерения показали, что это приводит к повышению температуры поверхности ЖИГ не более чем на 1–2 K. Известно [32], что изменение намагниченности насыщения ЖИГ с температурой составляет примерно 0.2% на 1 K, что дает изменение частоты ферромагнитного резонанса лишь на несколько МГц. Наблюдаемые сдвиги (приблизительно 50...80 МГц) имеют не тепловую, а именно спин-орбитальную (магнон-электронную) природу, связанную с действием спинового тока. Воздействие индуцированного спинового тока в платиновых полосках, передающего спиновый момент локальной намагниченности (spin-transfer torque) магнитной подсистеме, приводит к уменьшению эффективного поля, действующего на магнитную подсистему. Вследствие этого при увеличении напряжения наблюдается сдвиг полосы пропускания спиновых волн вниз по частоте.

На рис. 3, *a* приведены АЧХ СВ, снятые с порта 2 и порта 3 в отсутствие напряжения в Pt-полосках. Видно, что диапазоны частот полос возбуждения СВ, снятых с порта 2 и порта 3, частично перекрываются. Причем полоса возбуждения СВ, снятых с порта 2, оказывается ниже по частоте. Частотный диапазон между максимумами полос пропускания составляет 80 МГц. При увеличении напряжения в Pt-полосках до 1500 мВ область перекрытия полос пропускания СВ, снятых с порта 2 и порта 3, уменьшается, а частотный диапазон между максимумами полос пропускания увеличивается до 120 МГц (рис. 3, *a*). Изменение полярности напряжения, приложенного к Pt-полоскам, слабо влияет на вид АЧХ.

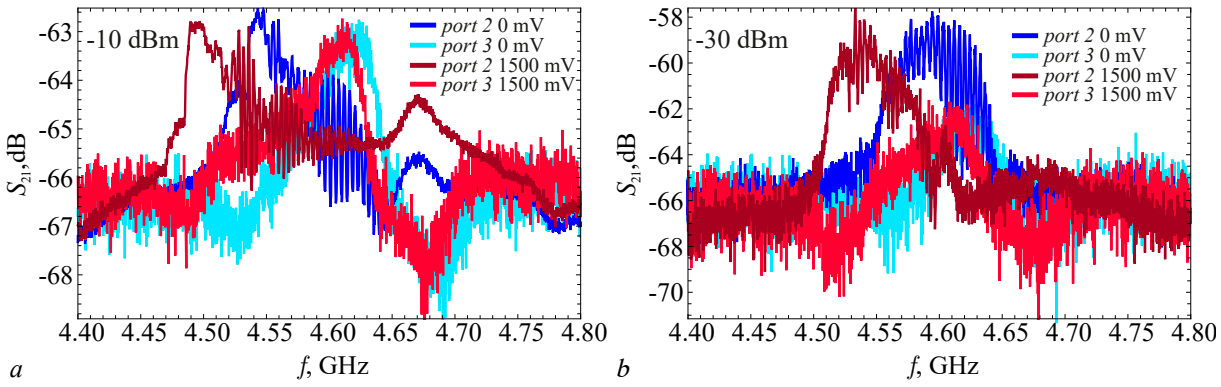



Рис. 3. Амплитудно- частотные характеристики спиновых волн, снятые с портов 2 и 3 при подаче сигнала на порт 1 при напряженности магнитного поля 940 Э и напряжении в Pt полосках 0 мВ и 1500 мВ при мощности входного сигнала −10 дБм (*a*), −30 дБм (*b*) (цвет онлайн)

Fig. 3. Amplitude-frequency characteristics of spin waves, measured from ports 2 and 3 with the signal applied to port 1 at a magnetic field strength of 940 Oe and voltage in the Pt strips of 0 mV and 1500 mV at input signal power −10 dBm (*a*), −30 dBm (*b*) (color online)

На рис. 3, *b* приведены АЧХ СВ, снятые с порта 2 и 3 при меньшей мощности входного сигнала −30 дБм. Видно, что в отсутствие напряжения в Pt-полосках диапазон частот между максимумами полос пропускания СВ, снятых с порта 2 и 3, составляет 30 МГц, а полоса возбуждения СВ, снятых с порта 3, уже, чем полоса возбуждения СВ, снятых с порта 2. При приложении напряжения к Pt-полоскам полоса возбуждения СВ, снятых с порта 2, сдвигается вниз по частоте, и диапазон частот между максимумами полос возбуждения увеличивается до 80 МГц.

Рассмотрим второй тип возбуждения, при котором структура имеет два входных порта (порт 2 и порт 3) и один выходной порт (порт 1) (рис. 1, *b*). Рассматривалось три способа возбуждения, при которых сигнал подавался на порты 2 и 3 в фазе, со сдвигом фаз $\pi/2$ и со сдвигом фаз равным $\pi$. На рис. 4, *a, b* приведены АЧХ, снятые с порта 3, в случае синфазного возбуждения на портах 1 и 2 при разном напряжении, приложенном к Pt-полоскам. Полоса возбуждения СВ составляет 150 МГц. Видно, что при увеличении напряжения полоса

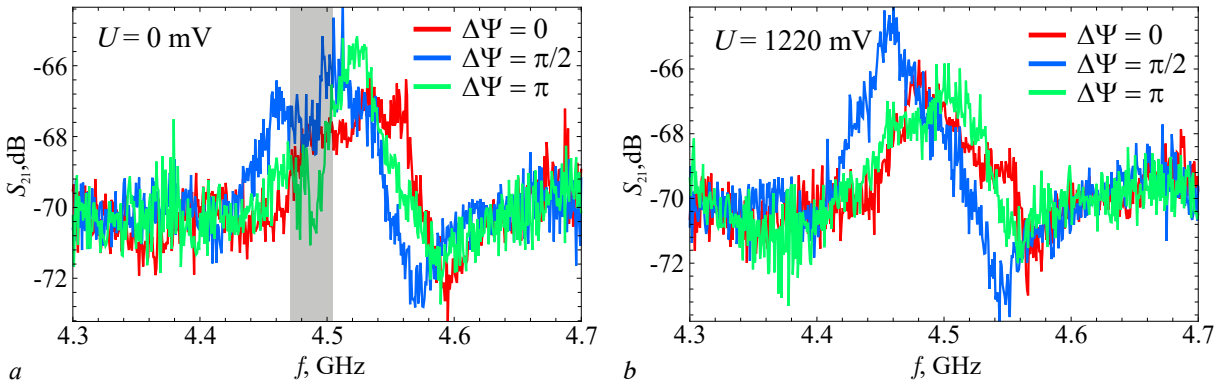



Рис. 4. Амплитудно- частотные характеристики спиновых волн, снятые с порта 1 при подаче сигнала на порты 2 и 3 со сдвигом фаз 0, $\pi/2$ и $\pi$ при напряженности магнитного поля 940 Э и напряжении в Pt-полосках *a* — 0 мВ, *b* — 1220 мВ (цвет онлайн)

Fig. 4. Amplitude-frequency characteristics of spin waves, measured from port 1 with the signal applied to ports 2 and 3 with phase shifts of 0, $\pi/2$, and $\pi$ at a magnetic field strength of 940 Oe and voltage in the Pt strips of *a* — 0 mV, *b* — 1220 mV (color online)

возбуждения СВ сдвигается вниз по частоте на величину порядка 20 МГц. При возбуждении со сдвигом фаз $\pi/2$ и $\pi$ наблюдался провал на АЧХ на частоте 4.49 ГГц, соответствующий запрещенной зоне периодической структуры (закрашенная область на рис. 4, *a*). Данный провал наблюдался как в отсутствие напряжения в Pt-полосках (рис. 4, *a*), так и при значениях напряжения меньших 1220 мВ. При увеличении напряжения до 1220 мВ провал на АЧХ пропадал (рис. 4, *b*). Кроме того, заметим, что полоса пропускания СВ при возбуждении со сдвигом фаз $\pi/2$ смещена относительно полосы пропускания СВ со сдвигом фаз 0 и $\pi$ вниз по частоте на 40 МГц (рис. 4, *a, b*).

## Заключение

Проведено экспериментальное исследование распространения СВ в двух латерально связанных ЖИГ-волноводах толщиной 100 нм с Pt-полосками на поверхности. Для управления СВ к Pt-полоскам прикладывалось напряжение в диапазоне 0...1500 мВ. Установлено, что при возбуждении одного волновода полосы возбуждения СВ, снятые с первого и второго волноводов, не совпадают, но частично перекрываются. При увеличении напряжения в Pt-полосках от 0 до 1500 мВ частотный диапазон между максимумами полос возбуждения увеличивался от 80 до 120 МГц. При уменьшении мощности входного сигнала частотный диапазон между максимумами уменьшался. При возбуждении двух волноводов и приеме сигнала с одного волновода при разности фаз на входе, равной $\pi/2$ и $\pi$, наблюдалась запрещенная зона спиновых волн. При увеличении напряжения в Pt-полосках до 1220 мВ запрещенная зона пропадала.

Таким образом, структуры на основе латерально связанных ЖИГ-волноводов с Pt-полосками на поверхности можно рассматривать в качестве перспективных кандидатов для создания спиновых устройств, управляемых электрическим и магнитным полем.

## Список литературы


1. *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.
2. *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.* The 2021 Magnonics Roadmap // J. Phys.: Condens. Matter. 2021. Vol. 33, no. 41. P. 413001. DOI: 10.1088/1361-648X/abec1a.
3. *Chumak A., Kabos P., Wu M., Abert C., Adelmann C., Adeyeye 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., Kłos 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., 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., Kusminskiy S. V., 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.

4. *Davídková K., Levchenko K., Bruckner F., Verba R., Majcen F., Wang Q., Lindner M., Dubs C., Vlaminck V., Klíma J., Urbánek M., Suess D., Chumak A.* Nanoscale spin-wave frequency-selective limiter for 5G technology // Phys. Rev. Applied. 2025. Vol. 23, no. 3. P. 034026. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.23.034026.
5. *Castera J. P., Hartemann P.* Adjustable magnetostatic surface-wave multistrip directional coupler // Electron. Lett. 1980. Vol. 16, no. 5. P. 195–196. DOI: 10.1049/el:19800140.
6. *Odintsov S. A., Sheshukova S. E., Nikitov S. A., Ogrin F. Y., Sadovnikov A. V.* Nonreciprocal magnonic directional coupler based on metal-coated YIG adjacent stripes // Appl. Phys. Lett. 2024. Vol. 124, no. 11. P. 112408. DOI: 10.1063/5.0189898.
7. *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.
8. *Wang Q., Kewenig M., Schneider M., Verba R., Kohl F., Heinz B., Geilen M., Mohseni M., Lägel B., Ciubotaru F., Adelmann C., Dubs C., Cotofana S. D., Dobrovolskiy O. V., Brächer T., Pirro P., Chumak A. V.* A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders // Nature Electron. 2020. Vol. 3, no. 12. P. 765–774. DOI: 10.1038/s41928-020-00485-6.
9. *Wang Q., Pirro P., Verba R., Slavin A., Hillebrands B., Chumak A. V.* Reconfigurable nanoscale spin-wave directional coupler // Sci. Adv. 2018. Vol. 4, no. 1. P. e1701517. DOI: 10.1126/sciadv.1701517.
10. *Балаева В. В., Романенко Д. В., Морозова М. А.* Распространение спиновых волн в наноразмерных связанных ферритовых пленках // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2025. Т. 89, № 4. С. 660–666. DOI: 10.31857/S0367676525040264.
11. *Sasaki H., Mikoshiba N.* Directional coupling of magnetostatic surface waves in layered magnetic thin films // Electron. Lett. 1979. Vol. 15, no. 6. P. 172–174. DOI: 10.1049/el:19790121.
12. *Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П.* Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1993. 311 с.
13. *Morozova M. A., Matveev O. V., Romanenko D. V., Trukhanov A. V., Mednikov A. M., Sharaevskii Yu. 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.
14. *Schmidt G., Hauser C., Trempler P., Paleschke M., Papaioannou E. T.* Ultra thin films of yttrium iron garnet with very low damping: A review // Phys. Status Solidi B. 2020. Vol. 257, no. 7. P. 1900644. DOI: 10.1002/pssb.201900644.
15. *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.
16. *Вороненко А. В., Герус С. В., Харитонов В. Д.* Дифракция поверхностных магнитостатических волн на магнитных решетках в режиме Брэгга // Известия вузов. Физика. 1988. Т. 31, № 11. С. 76–85.
17. *Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Животовский Л. В., Климов А. А., Тайад Ф., Пресманес Л., Бонин К., Цай Ч. С., Высоцкий С. Л., Филимонов Ю. А.* Ферромагнитные пленки с периоди-

ческими структурами с магнонной запрещенной зоной – магнонные кристаллы // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77, № 10. С. 670–674. DOI: 10.1134/1.1595698.
18. *Анненков А. Ю., Герус С. В.* Распространение магнитостатических волн в двух связанных каналах, образованных магнитным полем // РЭ. 1996. Т. 41, № 2. С. 216–219.
19. *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.
20. *Roxburgh A., Iacocca E.* Nano-magnonic crystals by periodic modulation of magnetic parameters // Magnetochemistry. 2024. Vol. 10, no. 3. P. 14. DOI: 10.3390/magnetochemistry10030014.
21. *Haponchyk R. V., Ustinov A. B.* Nonlinear phase shifts induced by pumping spin waves in magnonic crystals // Appl. Phys. Lett. 2023. Vol. 122, no. 21. P. 212401. DOI: 10.1063/5.0153392.
22. *Qin H., Both G.-J., Hämäläinen S. J., Yao L., van Dijken S.* Low-loss YIG-based magnonic crystals with large tunable bandgaps // Nat. Commun. 2018. Vol. 9, no. 1. P. 5445. DOI: 10.1038/s41467-018-07893-5.
23. *Zhou Y., Jiao H., Chen Y., 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.
24. *Wang X., Guo G., Berakdar J.* Steering magnonic dynamics and permeability at exceptional points in a parity–time symmetric waveguide // Nat. Commun. 2020. Vol. 11, no. 1. P. 5663. DOI: 10.1038/s41467-020-19431-3.
25. *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.
26. *Liu L., Moriyama T., Ralph D. C.,Buhrman R. A.* Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin Hall // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 106, no. 3. P. 036601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.036601.
27. *Wang Y., Deorani P., Qiu X., Kwon J. H., Yang H.* Determination of intrinsic spin Hall angle in Pt // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105, no. 15. P. 152412. DOI: 10.1063/1.4898593.
28. *Temnaya O. S., Safin A. R., Kalyabin D. V., Nikitov S. A.* Parity-time symmetry in planar coupled magnonic heterostructures // Phys. Rev. Appl. 2022. Vol. 18, no. 1. P. 014003. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.18.014003.
29. *Морозова М. А., Матвеев О. В., Лобанов Н. Д., Романенко Д. В., Медников А. М., Гусев С. А., Гусев Н. С., Никитов С. А.* Управление брэгговскими резонансами спиновых волн с помощью спинового тока в магнонном кристалле с Pt полосками // Письма в ЖЭТФ. 2024. Т. 120, № 11–12. С. 953–960. DOI: 10.31857/S0370274X24120208.
30. *Матвеев О. В., Морозова М. А.* Особенности формирования брэгговских запрещенных зон в периодических ферромагнитных структурах, управляемых спин-поляризованных током // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии. 2021. Т. 4, № 4. С. 292–300.
31. *Kalinikos B. A., Slavin A. N.* Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions // J. Phys. C: Solid State Phys. 1986. Vol. 19, no. 35. P. 7013–7033. DOI: 10.1088/0022-3719/19/35/014.
32. *Morozova M. A., Matveev O. V., Gusev S. A., Gusev N. S., Romanenko D. V., Nikitov S. A.* Laser-induced Bragg resonances in ferrit/semiconductor heterostructure // Appl. Phys. Lett. 2023. Vol. 123, no. 20. P. 202406. DOI: 10.1063/5.0177337.

**References**

1. Nikitov SA, Kalyabin DV, Lisenkov IV, Slavin AN, Barabanenkov YuN, Osokin SA, Sadovnikov AV, Beginin EN, Morozova MA, Sharaevskii YuP, Filimonov YuA, Khivintsev YuV, Vysotskii SL, Sakharov VK, Pavlov ES. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics. Phys. Usp. 2015;185:1002–1028. DOI: 10.3367/UFNe.0185.201510m.1099.

2. 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 J-Y, 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 J-V, 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. The 2021 Magnonics Roadmap. J. Phys.: Condens. Matter. 2021;33(41):413001. DOI: 10.1088/1361-648X/abec1a.
3. 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 C-M, 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, Kusminskiy SV, 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.
4. Davídková K, Levchenko K, Bruckner F, Verba R, Majcen F, Wang Q, Lindner M, Dubs C, Vlaminck V, Klíma J, Urbánek M, Suess D, Chumak A. Nanoscale spin-wave frequency-selective limiter for 5G technology. Phys. Rev. Appl. 2025;23(3):034026. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.23.034026.
5. Castera JP, Hartemann P. Adjustable magnetostatic surface-wave multistrip directional coupler. Electron. Lett. 1980;16(5):195–196. DOI: 10.1049/el:19800140.
6. Odintsov SA, Sheshukova SE, Nikitov SA, Ogrin FY, Sadovnikov AV. Nonreciprocal magnonic directional coupler based on metal-coated YIG adjacent stripes. Appl. Phys. Lett. 2024;124(11):112408. DOI: 10.1063/5.0189898.
7. 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.
8. Wang Q, Kewenig M, Schneider M, Verba R, Kohl F, Heinz B, Geilen M, Mohseni M, Lägel B, Ciubotaru F, Adelmann C, Dubs C, Cotofana SD, Dobrovolskiy OV, Brächer T, Pirro P, Chumak AV. A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders. Nature Electron. 2020;3(12):765–774. DOI: 10.1038/s41928-020-00485-6.
9. Wang Q, Pirro P, Verba R, Slavin A, Hillebrands B, Chumak AV. Reconfigurable nanoscale spin-wave directional coupler. Sci. Adv. 2018;4(1):e1701517. DOI: 10.1126/sciadv.1701517.
10. Balaeva VV, Romanenko DV, Morozova MA. Propagation of spin waves in nanoscale coupled ferrite films. Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2025;89:626–632. DOI: 10.1134/S1062873825714448.
11. Sasaki H, Mikoshiba N. Directional coupling of magnetostatic surface waves in layered magnetic thin films. Electron. Lett. 1979;15(6):172–174. DOI: 10.1049/el:19790121.

12. Vashkovsky AV, Stalmachov VS, Sharayevsky YuP. Magnetostatic Waves in Ultrahigh Frequency Electronics. Saratov: Saratov University Publishing; 1993. 311 p. (in Russian).
13. Morozova MA, Matveev OV, Romanenko DV, Trukhanov AV, Mednikov AM, Sharaevskii YuP, 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.
14. Schmidt G, Hauser C, Trempler P, Paleschke M, Papaioannou ET. Ultra thin films of yttrium iron garnet with very low damping: A review. Phys. Status Solidi B. 2020;257(7):1900644. DOI: 10.1002/pssb.201900644.
15. 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.
16. Voronenko AV, Gerus SV, Kharitonov VD. Bragg diffraction of surface magnetostatic waves from magnetic lattices. Soviet Physics Journal. 1988;31:915–923. DOI: 10.1007/BF00893544.
17. Gulyaev YuV, Nikitov SA, Zhivotovskii LV, Klimov AA, Tailhades Ph, Presmanes L, Bonningue C, Tsai CS, Vysotskii SL, Filimonov YuA. Ferromagnetic films with magnon bandgap periodic structures: Magnon crystals. JETP Lett. 2003;77:567–570. DOI: 10.1134/1.1595698.
18. Annenkov AYu, Gerus SV. Propagation of magnetostatic waves in two coupled channels created by a magnetic field. J. Commun. Technol. Electron. 1996;41(2):196–199.
19. 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.
20. Roxburgh A, Iacocca E. Nano-magnonic crystals by periodic modulation of magnetic parameters. Magnetochemistry. 2024;10(3):14. DOI: 10.3390/magnetochemistry10030014.
21. Haponchyk RV, Ustinov AB. Nonlinear phase shifts induced by pumping spin waves in magnonic crystals. Appl. Phys. Lett. 2023;122(21):212401. DOI: 10.1063/5.0153392.
22. Qin H, Both G-J, Hämäläinen SJ, Yao L, van Dijken S. Low-loss YIG-based magnonic crystals with large tunable bandgaps. Nat. Commun. 2018;9(1):5445. DOI: 10.1038/s41467-018-07893-5.
23. Zhou Y, Jiao H, Chen Y, 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.
24. Wang X, Guo G, Berakdar J. Steering magnonic dynamics and permeability at exceptional points in a parity–time symmetric waveguide. Nat. Commun. 2020;11(1):5663. DOI: 10.1038/s41467-020-19431-3.
25. 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;509:166711. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166711.
26. Liu L, Moriyama T, Ralph DC, Buhrman RA. Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin Hall. Phys. Rev. Lett. 2011;106(3):036601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.036601.
27. Wang Y, Deorani P, Qiu X, Kwon JH, Yang H. Determination of intrinsic spin Hall angle in Pt. Appl. Phys. Lett. 2014;105(15):152412. DOI: 10.1063/1.4898593.
28. Temnaya OS, Safin AR, Kalyabin DV, Nikitov SA. Parity-time symmetry in planar coupled magnonic heterostructures. Phys. Rev. Applied. 2022;18(1):014003. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.18.014003.
29. Morozova MA, Matveev OV, Lobanov ND, Romanenko DV, Mednikov AM, Gusev SA, Gusev NS, Nikitov SA. Control of spin-wave Bragg resonances by the spin current in a magnonic crystal with platinum strips. JETP Lett. 2024;120:916–922. DOI: 10.1134/S002136402460455X.
30. Matveev OV, Morozova MA. Features of the formation of Bragg band gaps in periodic ferromagnetic structures controlled by spin-polarized current. Infocommunications and Radio Electronic Technologies. 2021;4(4):292–300 (in Russian).

31. Kalinikos BA, Slavin AN. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. J. Phys. C: Solid State Phys. 1986;19(35):7013–7033. DOI: 10.1088/0022-3719/19/35/014.
32. Morozova MA, Matveev OV, Gusev SA, Gusev NS, Romanenko DV, Nikitov SA. Laser-induced Bragg resonances in ferrit/semiconductor heterostructure. Appl. Phys. Lett. 2023. Vol;123(20): 202406. DOI: 10.1063/5.0177337.

*Балаева Вера Вячеславовна* — окончила магистратуру Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского по направлению «Прикладные математика и физика» (2024). В настоящее время обучается в аспирантуре СГУ по направлению «Радиофизика». Работает лаборантом-исследователем в лаборатории «Метаматериалы» СГУ. Научные интересы: спиновые волны, спиновая динамика в микро- и наноструктурах, магнонные кристаллы, слоистые магнитные структуры.

Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: vkonda2000@mail.ru
ORCID: 0009-0000-1563-1292
AuthorID (eLibrary.Ru): 1282028



*Романенко Дмитрий Владимирович* — родился в Саратове (1988). Окончил факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета (2010). В настоящее время является старшим преподавателем кафедры нелинейной физики Института физики СГУ. Автор более 30 статей в центральных реферируемых отечественных и зарубежных научных журналах, руководитель и исполнитель ряда научных проектов, выполнявшихся при поддержке ФЦП, РФФИ, РНФ. Основные области научных интересов: волновая динамика в ферромагнитных структурах, нелинейные явления в спин-волновой электронике.

Россия, 410012 Саратов, ул. 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



*Гусев Сергей Александрович* — окончил Горьковский государственный университет им. Н. И. Лобачевского (ННГУ им. Н. И. Лобачевского) в 1979 году. Кандидат физико-математических наук. Ведущий научный сотрудник отдела магнитных наноструктур Института физики микроструктур РАН. Научные интересы — аналитическая электронная микроскопия, нанотехнология, электронная литография, металлические наноструктуры.

Россия, 603087 Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, 7
Институт физики микроструктур РАН
E-mail: gusev@ipmras.ru
ORCID: 0000-0001-5395-4180



*Гусев Никита Сергеевич* — родился в городе Горьком (1989). Окончил радиофизический факультет Нижегородского государственного университета (2012). Работает ведущим технологом отдела магнитных наноструктур Института физики микроструктур РАН. Научные интересы — наноконструирование, инженерия магнитных состояний.

Россия, 603087 Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, 7
Институт физики микроструктур РАН
E-mail: gusevns@ipmras.ru
ORCID: 0000-0003-1951-205X
AuthorID (eLibrary.Ru): 1321387

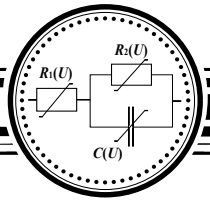
*Аверин Никита Валерьевич* — окончил бакалавриат СГУ имени Н. Г. Чернышевского по направлению «Информационные системы и технологии» (2024) и магистратуру СГУ имени Н. Г. Чернышевского по направлению «Прикладные математика и физика» (2026). Научные интересы: спиновые волны, спиновая динамика в микро- и наноструктурах, магнонные кристаллы, слоистые магнитные структуры.

Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: kitaverin3@gmail.com
ORCID: 0009-0007-3584-881X



*Морозова Мария Александровна* — родилась в Саратове (1977). Окончила Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (1999). Доктор физико-математических наук (2021). Директор Саратовского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, профессор кафедры нелинейной физики 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 300 научных публикаций по указанным направлениям.

Россия, 410012 Саратов, ул. 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




Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2026. Т. 34, № 5
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5)

Научная статья
УДК 538.955

DOI: 10.18500/0869-6632-003232
EDN: IGFKOP

# Магнитоэлектрический эффект в структуре ферромагнетик – электрострикто

*Д. В. Савельев*✉, *Д. А. Бурдин, Е. В. Болотина, Д. В. Чашин, А. П. Переверзева, Ю. К. Фетисов*

[1]МИРЭА — Российский технологический университет, Москва, Россия
E-mail: ✉dimsav94@gmail.com, phantastic@mail.ru, ekaterina.bolotina1@mail.ru, chashindv@yandex.ru, alex.pe.p@yandex.ru, fetisov@mirea.ru

*Поступила в редакцию 5.06.2026, принята к публикации 5.08.2026, опубликована онлайн 12.08.2026, опубликована 30.09.2026*

***Аннотация***. *Цель* работы состояла в исследовании характеристик линейного и нелинейного магнитоэлектрических (МЭ) эффектов в структуре, содержащей механически связанные слой аморфного сплава Metglas и слой электрострикционной керамики PMN-PT. *Методы.* Структуру помещали в возбуждающее магнитное поле с частотой 5...300 кГц и амплитудой до 6 Э и параллельное ему постоянное магнитное поле смещения 0...100 Э. Синхронным детектором измеряли амплитуду 1-й и 2-й гармоник генерируемого структурой напряжения при изменении частоты, возбуждающего поля и поля смещения. *Результаты.* Показано, что магнитострикция Metglas и электродеформация PMN-PT керамики в слабых полях квадратично зависят от магнитного и электрического полей. Обнаружены и исследованы линейный прямой МЭ-эффект и нелинейный МЭ-эффект удвоения частоты в структуре, возникающие из-за нелинейности магнитострикции. Зависимости амплитуд 1-й и 2-й гармоник МЭ-напряжения от магнитного поля и амплитуды возбуждающего поля хорошо описываются теорией. Продемонстрировано линейное увеличение амплитуд гармоник более чем в 25 раз при приложении к слою керамики электрического поля напряженностью до 2 кВ/см. В описанной структуре величина МЭ-коэффициента составляла 1.7 В/(Э·см) для линейного эффекта и 20 мВ/($Э^2$·см) для нелинейного эффекта. *Заключение.* Результаты могут быть использованы для создания датчиков магнитных полей и удвоителей частоты.

***Ключевые слова***: магнитоэлектрический эффект, генерация гармоник, магнитострикция, аморфный магнитный сплав, электрострикционная керамика.

***Благодарности***. Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 25-22-00233, https://rscf.ru/project/25-22-00233/).

***Для цитирования***: *Савельев Д. В., Бурдин Д. А., Болотина Е. В., Чашин Д. В., Переверзева А. П., Фетисов Ю. К.* Магнитоэлектрический эффект в структуре ферромагнетик – электрострикто // Известия вузов. ПНД. 2026. Т. 34, № 5. С. 723–734. DOI: 10.18500/0869-6632-003232. EDN: IGFKOP

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

© *Савельев Д. В., Бурдин Д. А., Болотина Е. В., Чашин Д. В., Переверзева А. П., Фетисов Ю. К., 2026*

Article DOI: 10.18500/0869-6632-003232

# Magnetoelectric effect in a ferromagnet – electrostrictor structure

*D. V. Savelev*✉, *D. A. Burdin, E. V. Bolotina, D. V. Chashin, A. P. Pereverzeva, Yu. K. Fetisov*

MIREA — Russian Technological University, Moscow, Russia
E-mail: ✉dimsav94@gmail.com, phantastic@mail.ru, ekaterina.bolotina1@mail.ru, chashindv@yandex.ru, alex.pe.p@yandex.ru, fetisov@mirea.ru

*Received 5.06.2026, accepted 5.08.2026, available online 12.08.2026, published 30.09.2026*

***Abstract.*** *Purpose* of this work was to investigate the characteristics of linear and nonlinear magnetoelectric (ME) effects in a structure containing a mechanically coupled layer of Metglas amorphous alloy and a layer of PMN-PT electrostrictive ceramics. *Methods.* The structure was placed in an excitation magnetic field with a frequency of 5...300 kHz and an amplitude of up to 6 Oe, and a parallel DC bias magnetic field of 0...100 Oe. The amplitudes of the 1st and 2nd harmonics of the voltage generated by the structure were measured using a lock-in amplifier as a function of frequency, excitation field, and bias field. *Results.* It is shown that the magnetostriction of Metglas and the electrostrain of PMN-PT ceramics in weak fields quadratically depend on the magnetic and electric fields. The linear direct ME effect and the nonlinear ME effect of frequency doubling in the structure, arising due to the nonlinearity of magnetostriction, were discovered and investigated. The dependences of the 1st and 2nd harmonic amplitudes of the ME voltage on the magnetic field and the amplitude of the excitation field are well described by theory. A linear increase in the harmonic amplitudes by more than 25 times was demonstrated when an electric field of up to 2 kV/cm was applied to the ceramic layer. In the described structure, the ME coefficient was 1.7 V/(Oe·cm) for the linear effect and 20 mV/(Oe$^2$·cm) for the nonlinear effect. *Conclusion.* The results can be used to create magnetic field sensors and frequency doublers.

***Keywords***: magnetoelectric effect, harmonic generation, magnetostriction, amorphous magnetic alloy, electrostrictive ceramics.

***Acknowledgements***. This work was supported by the Russian Science Foundation (grant No. 25-22-00233, https://rscf.ru/project/25-22-00233/).

***For citation***: Savelev DV, Burdin DA, Bolotina EV, Chashin DV, Pereverzeva AP, Fetisov YuK. Magnetoelectric effect in a ferromagnet – electrostrictor structure. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5):723–734. DOI: 10.18500/0869-6632-003232

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

## Введение

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в твердых телах проявляется во взаимном преобразовании магнитных и электрических полей. В мультиферроидных структурах, содержащих механически связанные ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои, эффект возникает в результате комбинации магнитострикции и пьезоэлектричества слоев из-за передачи деформаций между ними. При помещении структуры во внешнее магнитное поле структура генерирует электрическое напряжение между электродами ПЭ-слоя (прямой МЭ-эффект). При приложении к ПЭ-слою электрического напряжения изменяется намагниченность ФМ-слоя (обратный МЭ-эффект) [1]. ПЭ-слои структур обычно изготавливают из керамик и монокристаллов на основе свинца [2, 3], имеющих высокие пьезомодули. В качестве ФМ-материалов часто используют ленты аморфных сплавов на основе железа, обладающие высокой магнитострикцией в слабых полях [3, 4].

Важным направлением в исследовании МЭ-эффектов является поиск новых материалов, которые могли бы использоваться в качестве функциональных слоев. Перспективными являются элетрострикционные (ЭС) керамики и кристаллы, обладающие высокими значениями пьезомодулей, большими ЭС-деформациями и малым гистерезисом [5, 6]. Под действием электрического поля в таких материалах происходит изменение пьезомодулей, что может повлиять на величину

МЭ-эффектов [7]. Представляет интерес также исследование нелинейных МЭ-эффектов в композитных структурах, которые позволяют создавать высокочувствительные датчики магнитных полей, умножители частоты и анализаторы спектра [8–10]. Эффект генерации гармоник МЭ-напряжения с частотами, кратно большими частоты возбуждения, ранее наблюдали в структурах со слоями из различных ПЭ-материалов [11]. В структуре с ЭС-керамикой был обнаружен и исследован обратный нелинейный МЭ-эффект генерации гармоник, обусловленный нелинейностью электрострикторa [12].

В данной работе впервые исследованы характеристики линейного и нелинейного прямых МЭ-эффектов в композитной структуре со слоем электрострикционной керамики магниобата — титаната свинца (PMN-PT) — и продемонстрировано эффективное влияние постоянного электрического поля на величину эффектов. В первой части статьи описана композитная структура и методики измерений. Далее приведены результаты экспериментальных исследований прямого линейного и нелинейного МЭ-эффектов. В заключительной части статьи обсуждаются полученные результаты.

## 1. Материалы и методики исследования

Композитная структура, содержащая пластину электрострикционной керамики состава $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})_0.85Ti_0.15O_3$ (PMN-PT) (НКТБ «Пьезоприбор», Россия) и ленту аморфного магнитного сплава Metglas 2605SA1 (Metglas Inc, США), схематически изображена на рис. 1. Пластина PMN-PT имела размеры в плоскости 10 мм × 6 мм и толщину $a_p = 500$ мкм. На ее поверхности методом вжигания были нанесены серебряные электроды толщиной приблизительно 2 мкм. Диэлектрическая проницаемость керамики на частоте 10 кГц составляла $\varepsilon \approx 6600$, тангенс диэлектрических потерь $\mathrm{tg}\,\delta \approx 0.04$. Лента Metglas имела размеры 10 мм × 6 мм, толщину $a_m = 25$ мкм, магнитострикцию насыщения $\lambda_s \approx 22 \cdot 10^{-6}$ в поле насыщения $H_s \approx 70$ Э. Слои были соединены с помощью цианоакрилатного клея.

Структуру подвешивали на тонких проводах, припаянных в центре электродов, и помещали в катушку с индуктивностью $L = 29$ мкГн, содержащую $N = 60$ витков провода диаметром 0.15 мм, подключенную к генератору сигналов произвольной формы Agilent 33210a. Катушка создавала возбуждающее магнитное поле $h\cos(2\pi ft)$ с частотой $f = 30...300$ кГц и амплитудой до $h = 6$ Э. Постоянное магнитное поле $H = 0...100$ Э, коллинеарное переменному, создавали с помощью катушек Гельмгольца, подключенных к источнику питания Keysight3634A (Keysight Techn., US). Поле $H$ измеряли гауссметром Lakeshore 2401 (Lake Shore Cryotronics, US).

Измерение амплитуды гармоник МЭ-напряжения проводили синхронным детектором SR844 (Stanford Research, US). Для каждого значения полей $H$ и $h$ были измерены зависимости МЭ-напряжения от частоты. При исследовании влияния на МЭ-эффект постоянного электрического поля $E$ величиной до 2 кВ/см на электроды PMN-PT слоя через развязывающий конденсатор емкостью 1 мкФ подавали постоянное напряжение от источника

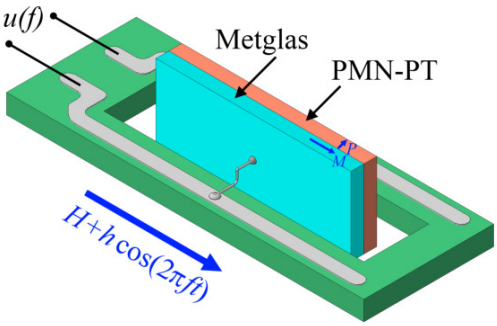



Рис. 1. Схематическое изображение композитной структуры PMN-PT/Metglas

Fig. 1. Schematic diagram of the PMN-PT/Metglas composite structure

GENH 600-1.3 (TDK Lambda, Япония). Измерение электрострикции слоя PMN-PT керамики и магнитострикции ленты Metglas проводили тензометрическим методом с помощью установки, описанной в [13].

## 2. Результаты измерений

**2.1. Электрострикция и магнитострикция слоев.** На рис. 2 приведены измеренные зависимости электрострикции пластины PMN-PT от электрического поля $s(E)$ и магнитострикции ленты аморфного сплава Metglas от магнитного поля $\lambda(H)$. Время измерения одной точки составляло 0.5 секунды. Электрострикция нелинейно росла с увеличением $E$ и достигала значения $s \approx \approx 30 \cdot 10^{-6}$ в поле $E = 10$ кВ/см. Насыщения электрострикции не наблюдали. На начальном участке до $E \leqslant 3$ кВ/см зависимость можно аппроксимировать функцией $s = d_{31}E + M_{31}E^2$, показанной на рисунке штриховой линией, где $d_{31} \approx 1$ пм/В — пьезомодуль, $M_{31} \approx 0.07$ фм$^2$/В$^2$ — электрострикционный коэффициент. Магнитострикция ленты Metglas нелинейно росла с увеличением $H$ и достигала насыщения $\lambda_s \approx 22 \cdot 10^{-6}$ в поле $H_s \approx 75$ Э. На начальном участке кривой $H < 40$ Э зависимость хорошо описывалась квадратичной функцией $\lambda \cdot 10^{-6} \approx -0.03 \cdot H + 0.01 \cdot H^2$, где $H$ имеет размерность Эрстед.

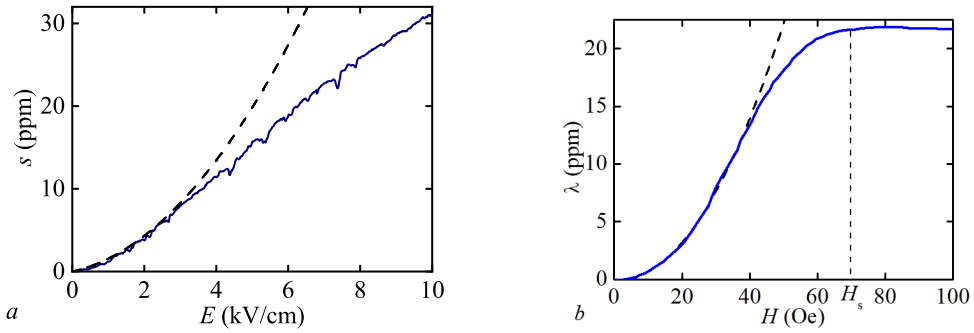



Рис. 2. *a* — Зависимость электрострикции $s$ керамики PMN-PT от электрического поля $E$. *b* — Зависимость магнитострикции $\lambda$ ленты Metglas от магнитного поля $H$. Штриховыми линиями показаны квадратичные аппроксимации

Fig. 2. *a* — Dependence of the electrostrain $s$ of PMN-PT ceramics on the electric field $E$. *b* — Dependence of the magnetostriction $\lambda$ of the Metglas ribbon on the magnetic field $H$. The dashed lines show quadratic approximations

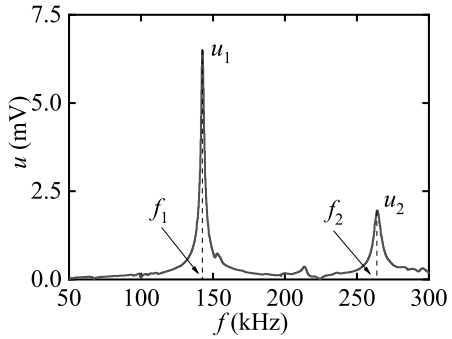



Рис. 3. Зависимость МЭ-напряжения $u$ от частоты $f$ возбуждающего поля при $h = 2.35$ Э и $H = 33$ Э

Fig. 3. Dependence of the ME voltage $u$ on the frequency $f$ of the excitation field at $h = 2.35$ Oe and $H = 33$ Oe

**2.2. Прямой линейный МЭ-эффект.** При исследовании линейного МЭ-эффекта структуру возбуждали переменным магнитным полем с частотой $f$ и генерируемое напряжение измеряли на той же частоте. Перед началом измерений ЭС-слой структуры был деполяризован. На рис. 3 приведена зависимость амплитуды первой гармоники МЭ-напряжения $u$ от частоты $f$ возбуждающего поля при $h \approx 2.35$ Э и $H = 33$ Э. Пик с частотой $f_1 \approx 142.3$ кГц, амплитудой $u_1 \approx 6.5$ мВ и добротностью $Q = f/\Delta f \approx 80$ (где $\Delta f$ — ширина резонансной линии на высоте 0.71) соответствовал первой моде акустических колебаний структуры

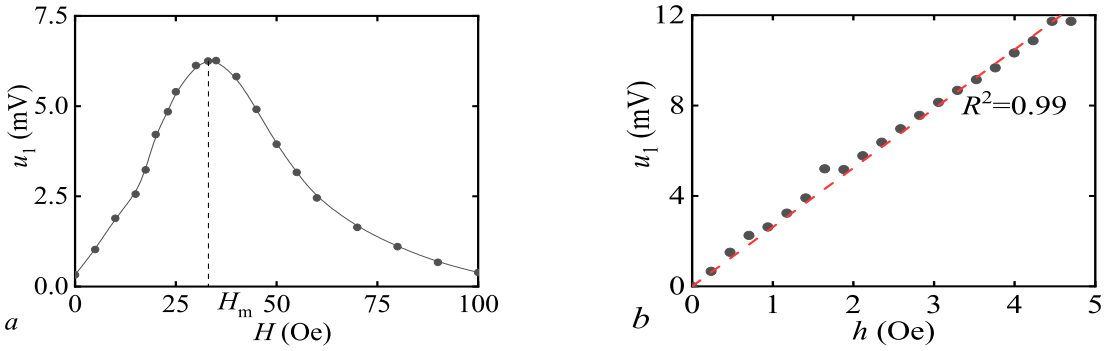



Рис. 4. Зависимость МЭ-напряжения $u_1$ на частоте резонанса от: $a$ — постоянного магнитного поля $H$; $b$ — от амплитуды $h$ возбуждающего магнитного поля. Сплошная линия — направляющая для глаз. Штриховая линия — линейная аппроксимация

Fig. 4. Dependence of the ME voltage $u_1$ at the resonance frequency on: $a$ — the DC magnetic field $H$; $b$ — the amplitude $h$ of the excitation magnetic field. The solid line is a guide for the eyes. The dashed line is a linear approximation

по длине. Пик с частотой $f_2 \approx 264$ кГц, амплитудой $u_2 \approx 2$ мВ и добротностью $Q_2 \approx 60$ — первой моде колебаний по ширине структуры. Поскольку характеристики разных мод колебаний качественно не отличались, будем далее рассматривать только пик с частотой $f_1$ и большей амплитудой.

На рис. 4, *a* приведена зависимость амплитуды пика МЭ-напряжения $u_1$ от поля $H$, при $h = 2.35$ Э. С увеличением магнитного поля МЭ-напряжение увеличивалось, достигло максимального значения $u \approx 6.3$ мВ в поле $H_m = 33$ Э, после чего монотонно убывало по мере насыщения ФМ-слоя. Отметим, что при увеличении поля резонансная частота $f_1$ выросла примерно на 1% от $f_1 = 141.7$ кГц при $H = 0$ до $f_1 = 143.08$ кГц при $H = 100$ Э. Добротность резонанса $Q_1$ при этом увеличилась примерно на 63% от $Q_1 \approx 70$ при $H = 0$ до $Q_1 \approx 115$ при $H = 100$ Э, что выражалось в уменьшении ширины резонансной линии $\Delta f$. Зависимость МЭ-напряжения $u_1$ от амплитуды поля $h$, измеренная при $H_m = 33$ Э (рис. 4, *b*), имела линейный вид во всем диапазоне возбуждающих полей.

**2.3. Нелинейный МЭ-эффект удвоения частоты.** При исследовании нелинейного МЭ-эффекта структуру возбуждали переменным магнитным полем с частотой $f$, а генерируемое напряжение измеряли на удвоенной частоте. На рис. 5 приведена зависимость амплитуды второй гармоники МЭ-напряжения $u$ от частоты возбуждающего поля $f$ при $h = 5.9$ Э и $H = 20$ Э. На зависимости видны пик вблизи частоты $f_1/2 \approx 71.2$ кГц с амплитудой 1.3 мВ и пик вблизи частоты $f_2/2 \approx 132$ кГц с амплитудой приблизительно 0.4 мВ. Подчеркнем, что при частоте возбуждающего поля $f_1/2$ частота генерируемого структурой напряжения была равна $f_1$, то есть имело место удвоение частоты и усиление напряжения на частоте резонанса структуры. Аналогично пик вблизи

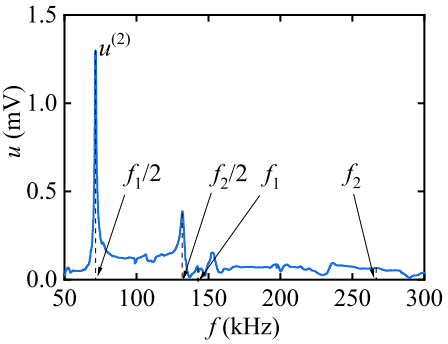



Рис. 5. Зависимость амплитуды второй гармоники МЭ-напряжения $u$ от частоты $f$ возбуждающего поля при $h = 5.9$ Э и $H = 20$ Э

Fig. 5. Dependence of the second-harmonic amplitude of the ME voltage $u$ on the frequency $f$ of the excitation field at $h = 5.9$ Oe and $H = 20$ Oe

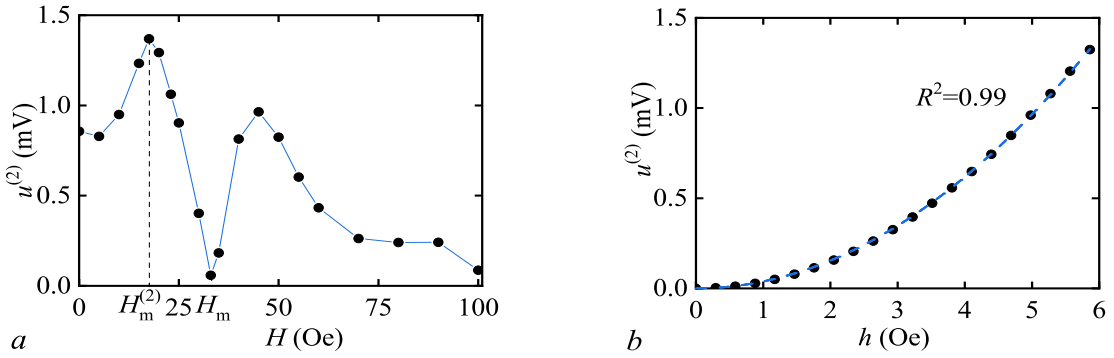



Рис. 6. *a* — Зависимость МЭ-напряжения второй гармоники $u^{(2)}$ от постоянного поля $H$. *b* — Зависимость напряжения второй гармоники $u^{(2)}$ от амплитуды возбуждающего поля $h$. Сплошная линия — направляющая для глаз. Штриховая линия — квадратичная аппроксимация

Fig. 6. *a* — Dependence of the second-harmonic ME voltage $u^{(2)}$ on the DC magnetic field $H$. *b* — Dependence of the second-harmonic voltage $u^{(2)}$ on the amplitude $h$ of the excitation field. The solid line is a guide for the eyes. The dashed line is a quadratic approximation

частоты $f_2/2$ соответствовал возбуждению колебаний на частоте $f_2$. Ширины этих пиков были вдвое меньше, чем ширины пиков на частотах $f_1$ и $f_2$ для линейного МЭ-эффекта (рис. 3), что согласуется с [14]. Пиков вблизи частот $f_1$ и $f_2$ на рис. 5 не наблюдали.

На рис. 6, *a* приведена зависимость амплитуды второй гармоники МЭ-напряжения $u^{(2)}$ от постоянного поля $H$ при возбуждении полем $h = 5.9$ Э на частоте, вдвое меньше резонансной. На зависимости присутствуют два максимума: в поле $H_m{}^{(2)} \approx 20$ Э напряжение достигало $u^{(2)} \approx 1.4$ мВ, в поле $H \approx 45$ Э — $u^{(2)} \approx 0.96$ мВ, и минимум в поле $H_m = 33$ Э, где напряжение падало до нуля. Амплитуда гармоники $u^{(2)}$ при поле $H_m{}^{(2)}$ была пропорциональна $h^2$ во всем диапазоне переменных магнитных полей (рис. 6, *b*).

**2.4. Влияние электрического поля на МЭ-эффект.** На рис. 7 приведены измеренные зависимости амплитуды МЭ-напряжения для линейного и нелинейного эффектов от напряженности электрического поля $E$. Зависимость $u^{(1)}(E)$ измеряли при поле $H = 32$ Э и $h = 2.35$ Э, а зависимости $u^{(2)}(E)$ — при поле $H = 20$ Э и $h = 5.9$ Э. Видно, что амплитуды обоих гармоник росли линейно с увеличением $E$. Напряжение $u^{(1)}$ при линейном МЭ-эффекте возрастало примерно в 32 раза от $\sim 6.3$ мВ при $E = 0$ до $\sim 201$ мВ при $E = 2$ кВ/см. Напряжение второй гармоники $u^{(2)}$ возрастало примерно в 25 раз от $\sim 1.4$ мВ при $E = 0$ до $\sim 35$ мВ при $E = 2$ кВ/см. Формы полевых зависимостей амплитуд гармоник для линейного и нелинейного МЭ-эффектов при приложении поля $E$ не изменялись. Электрическое поле $E$, в отличие от магнитного поля $H$, никак не влияло на частоты резонансов структуры.

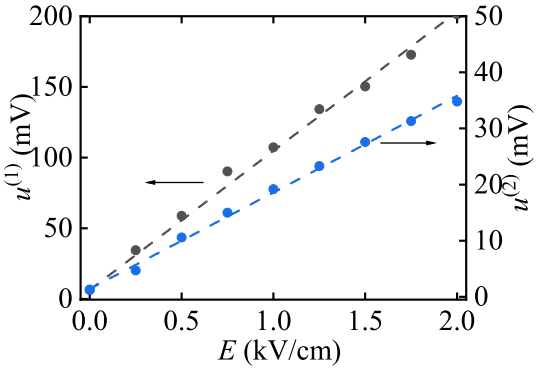



Рис. 7. Зависимость амплитуды первой $u^{(1)}$ и второй $u^{(2)}$ гармоник МЭ-напряжения от электрического поля $E$

Fig. 7. Dependence of the first-harmonic $u^{(1)}$ and second-harmonic $u^{(2)}$ amplitudes of the ME voltage on the electric field $E$

## 3. Обсуждение

Оценим резонансную частоту планарных колебаний структуры по формуле [15]:

$$f = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{Y}{\rho}}, \tag{1}$$

где $l$ — длина образца, $Y = (a_p Y_p + a_m Y_m)/(a_p + a_m)$ и $\rho = (a_p \rho_p + a_m \rho_m)/(a_p + a_m)$ — эффективные модуль Юнга и плотность структуры соответственно. Индексы «p» и «m» соответствуют ПЭ- и ФМ-слою. Подставляя в (1) значения параметров $Y_p = 76$ ГПа, $Y_m = 100$ ГПа, $\rho_p = 8000$ кг/м$^3$, $\rho_m = 7180$ кг/м$^3$ [3,16], получаем для первой моды колебаний по длине структуры $f_1 \approx 152.7$ кГц и для первой моды колебаний по ширине $f_2 \approx 254.5$ кГц. Оценки по (1) хорошо совпадают с экспериментом. Из (1) также следует, что зависимость частоты резонанса от поля $H$ обусловлена изменением модуля Юнга магнитного слоя [17].

Для объяснения полевых зависимостей гармоник МЭ-напряжения от поля $H$ представим напряжение в виде суммы компонент с различными частотами [11]:

$$u = u^{(0)} + u^{(1)}\cos(2\pi f t) + u^{(2)}\cos(4\pi f t) + \ldots \tag{2}$$

Здесь $u^{(0)}$ — постоянное напряжение ($f = 0$), $u^{(1)}$ — амплитуда напряжения с частотой возбуждающего поля и $u^{(2)}$ — амплитуда второй гармоники. При прямом МЭ-эффекте амплитуды гармоник даются выражением

$$u^{(n)} = A d_{31} \lambda^{(n)} h^n, \tag{3}$$

где $A$ — константа, зависящая от размеров и механических свойств слоев, $d_{31}$ — пьезомодуль ПЭ-слоя, $\lambda^{(n)}$ — $n$-я производная магнитострикции ФМ-слоя по магнитному полю, $n = 1, 2, 3\ldots$ — номер гармоники, $h$ — амплитуда возбуждающего поля. В случае линейного МЭ-эффекта $n = 1$ используют обозначение $\lambda^{(1)} = q$ — пьезомагнитный коэффициент, при $n = 2$ — $\lambda^{(2)} = p$ — нелинейный пьезомагнитный коэффициент. Таким образом, формы зависимости амплитуд первой и второй гармоник МЭ-напряжения от поля $H$ определяются первой и второй производными от магнитострикции Metglas по полю. На рис. 8, *a* приведены зависимости 1-й и 2-й производных от магнитострикции по полю, полученные методом численного дифференцирования кривой на рис. 2, *b*. Видно, что результаты измерений, представленные на рис. 4 и рис. 6, хорошо согласуются с теорией.

Для объяснения зависимости амплитуд гармоник МЭ-напряжения от электрического поля $E$ также используем (3). Форма зависимости МЭ-напряжения от поля $E$ может определяться только зависимостью пьезомодуля $d_{31}$ от $E$. У пьезоэлектриков величина пьезомодуля при малых $E$ постоянна, и поэтому в структурах с ПЭ-слоями поле $E$ слабо влияет на величину МЭ-эффекта. Совсем другая ситуация для структур со слоем электрострикторa. На рис. 8, *b* приведена зависимость нормированного на максимальное значение пьезомодуля от электрического поля $E$, полученная численным дифференцированием кривой на рис. 2, *a*. В диапазоне слабых полей до $E \approx 2$ кВ/см пьезомодуль растет линейно с полем, $d_{31} \approx 2M_{31}E$, затем достигает максимума в некотором поле и монотонно убывает. Вертикальная линия на рис. 8, *b* показывает диапазон, в котором были проведены исследования в данной работе. Видно, что линейная форма зависимостей, приведенных на рис. 7, хорошо согласуется с предсказанием теории.

Оценим величины МЭ-коэффициентов для структуры Metglas/PMN-PT. В отсутствие электрического поля ($E = 0$), используя данные рис. 3 и рис. 5, для линейного МЭ-эффекта получаем коэффициент $\alpha_E^{(1)} = u_1/(a_p h) \approx 54$ мВ/(Э·см), для нелинейного МЭ-эффекта — $\alpha_E^{(2)} = u_1^{(2)}/(a_p h^2) \approx 0.8$ мВ/(Э$^2$·см). Величины МЭ-коэффициентов оказались много меньше

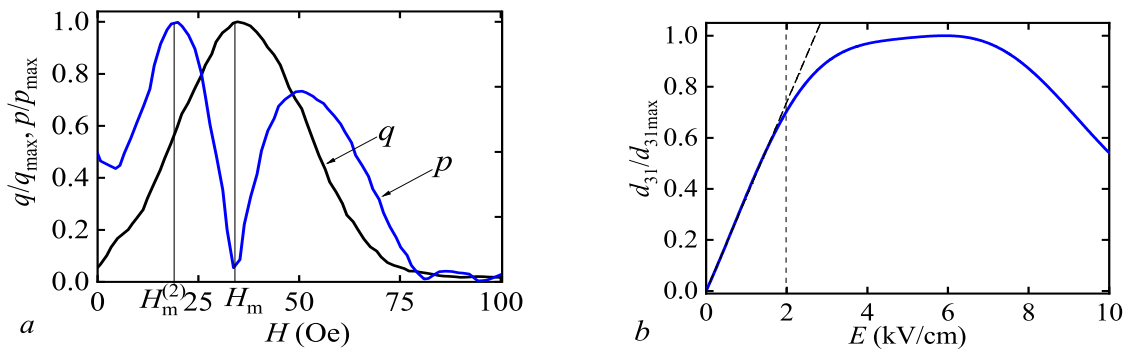



Рис. 8. *a* — Зависимость нормированных линейного $q = \lambda^{(1)}$ и нелинейного $p = \lambda^{(2)}$ пьезомагнитных коэффициентов ФМ-слоя от магнитного поля $H$. *b* — Зависимость нормированного пьезомодуля $d_{31}$ ЭС-слоя от электрического поля $E$

Fig. 8. *a* — Dependence of the normalized linear $q = \lambda^{(1)}$ and nonlinear $p = \lambda^{(2)}$ piezomagnetic coefficients of the FM layer on the magnetic field $H$. *b* — Dependence of the normalized piezoelectric coefficient $d_{31}$ of the ES layer on the electric field $E$

таковых в структурах с ПЭ керамическими слоями [12, 18, 19], что обусловлено малой величиной пьезомодуля $d_{31}$ использованной керамики. Однако при приложении к структуре поля $E = 2$ кВ/см МЭ-коэффициенты существенно выросли: до $\alpha_E^{(1)} \approx 1.7$ В/(Э·см) для линейного МЭ-эффекта и до $\alpha_E^{(2)} \approx 20$ мВ/(Э$^2$·см) для нелинейного МЭ-эффекта. Полученные МЭ-коэффициенты сравнимы с лучшими результатами для структур со слоями PMN-PT керамик [20] и намного превосходят коэффициенты для структуры с электрострикционной керамикой PMN-PZT [7]. Высокая эффективность удвоения частоты в исследованной структуре может быть использована для создания управляемых датчиков магнитных полей с линейной характеристикой.

## Заключение

Таким образом, в работе экспериментально исследованы МЭ-эффекты в композитной структуре, содержащей слой аморфного сплава Metglas и слой электрострикционной керамики PMN-PT. Наблюдали прямой линейный МЭ-эффект и нелинейный эффект удвоения частоты, обусловленный нелинейностью магнитострикции. Показано, что приложение к структуре электрического поля $E$ напряженностью до 2 кВ/см приводит к увеличению эффектов более чем в 25 раз. Величины МЭ-коэффициентов составили $\alpha_E \approx 1.7$ В/(Э·см) для линейного эффекта и $\alpha_E^{(2)} \approx 20$ мВ/(Э$^2$·см) для нелинейного эффекта. Формы частотных и полевых зависимостей гармоник МЭ-напряжения хорошо описываются теорией. Результаты могут быть использованы для создания датчиков магнитных полей и удвоителей частоты на основе композитных структур с ЭС-керамикой.

## Список литературы


1. *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. P. 031101. DOI: 10.1063/1.2836410.
2. *Liang X., Matyushov A., Hayes P., Schell V., Dong C., Chen H., He Y., Will-Cole A., Quandt E., Martins P., McCord J., Medarde M., Lanceros-Mendez S., van Dijken S., Sun N. X., Sort J.* Roadmap on magnetoelectric materials and devices // IEEE Transactions on Magnetics. 2021. Vol. 57, no. 8. P. 400157. DOI: 10.1109/tmag.2021.3086635.
3. *Chu Z., PourhosseiniAsl M. J., Dong S.* Review of multi-layered magnetoelectric composite

materials and devices applications // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. Vol. 51, no. 24. P. 243001. DOI: 10.1088/1361-6463/aac29b.
4. *Liang X., Dong C., Chen H., Wang J., Wei Y., Zaeimbashi M., He Y., Matyushov A., Sun C., Sun N.* A review of thin-film magnetoelastic materials for magnetoelectric applications // Sensors. 2020. Vol. 20, no. 5. P. 1532. DOI: 10.3390/s20051532.
5. *Uchino K.* Electrostrictive and piezoelectric effects in relaxor ferroelectrics: Historical background // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2022. Vol. 69. P. 3013–3036. DOI: 10.1109/TUFFC.2022.3165002.
6. *Li F., Jin L., Xu Z., Zhang S.* Electrostrictive effect in ferroelectrics: An alternative approach to improve piezoelectricity // Appl. Phys. Rev. 2014. Vol. 1. P. 011103. DOI: 10.1063/1.4861260.
7. *Gridnev S. A., Khakhlenkov M. V., Fetisov L. Y.* The influence of the electric field on the magnetoelectric response of a layered ferromagnet – electrostrictor heterostructure // Ferroelectrics. 2020. Vol. 561, no. 1. P. 90–99. DOI: 10.1080/00150193.2020.1736920.
8. *Burdin D., Chashin D., Ekonomov N., Fetisov L., Fetisov Y., Shamonin M.* DC magnetic field sensor based on the nonlinear magnetoelectric effect in magnetic heterostructures // J. Phys. D: Appl. Phys. 2016. Vol. 49, no. 37. P. 375002. DOI: 10.1088/0022-3727/49/37/375002.
9. *Hayes P., Salzer S., Reermann J., Yarar E., Robisch V., Piorra A., Meyners D., Hofft M., Knöchel R., Schmidt G., Quandt E.* Electrically modulated magnetoelectric sensors // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 108, no. 18. P. 182902. DOI: 10.1063/1.4948470.
10. *Fedulov F. A., Fetisov L. Y., Chashin D. V., Saveliev D. V., Burdin D. A., Fetisov Y. K.* Magnetic field spectrum analyzer using nonlinear magnetoelectric effect in composite ferromagnet-piezoelectric heterostructure // Sensors and Actuators A: Physical. 2022. Vol. 346. P. 113844. DOI: 10.1016/j.sna.2022.113844.
11. *Fetisov Y., Burdin D. A., Ekonomov N. A., Chashin D. V., Zhang J., Srinivasan G., Fetisov Y. K.* Nonlinear magnetoelectric effects at high magnetic field amplitudes in composite multiferroics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. Vol. 51, no. 15. P. 154003. DOI: 10.1088/1361-6463/aab384.
12. *Saveliev D. V., Fetisov Y. K., Chashin D. V., Fetisov L. Y., Burdin D. A., Ekonomov N. A.* Magnetoelectric effects in a layered ferromagnet-electrostrictor heterostructure // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2018. Vol. 466. P. 219–224. DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.07.034.
13. *Бурдин Д. А.* Измерение магнитострикции тензометрическим мостом с переменным возбуждением // Russian Technological Journal. 2025. Т. 13, № 4. С. 37–46. DOI: 10.32362/2500-316X-2025-13-4-37-46.
14. *Burdin D. A., Savelev D. V., Ekonomov N. A., Shishkin V. I., Fetisov Y. K.* Inequivalence of direct and converse nonlinear resonant magnetoelectric effects // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2025. Vol. 630. P. 173444. DOI: 10.1016/j.jmmm.2025.173444.
15. *Timoshenko S.* Vibration Problems in Engineering. Toronto: D. van Nostrand Company, 1955. 497 p.
16. *Kumar A., Roy A.* Structural and electromechanical characterization of lead magnesium niobate-lead titanate (PMN-0.3PT) piezoceramic for energy harvesting applications // arXiv:2205.04313. arXiv Preprint, 2022. 23 p. DOI: 10.48550/ARXIV.2205.04313.
17. *Gojdka B., Jahns R., Meurisch V., Greve H., Adelung R., Quandt E., Knöchel R., Faupel F.* Fully integrable magnetic field sensor based on delta-E effect // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99, no. 22. P. 223502. DOI: 10.1063/1.3664135.
18. *Филиппов Д. А., Галкина Т. А., Лалетин В. М., Сринивасан Г.* Инверсный магнитоэлектрический эффект в дискообразных образцах из феррит-пьезоэлектрических композитов // Физика твердого тела. 2011. Т. 53, № 9. С. 1737–1742.
19. *Kalgin A. V.* Converse magnetoelectric effect in three-layered composites based on amorphous

ferromagnetic $Fe_{0.45}Co_{0.45}Zr_{0.1}$ alloy and relaxor (1-$x$)$PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3$-$x PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ ceramics // Journal of Alloys and Compounds. 2025. Vol. 1017. P. 179154. DOI: 10.1016/j.jallcom.2025.179154.

20. *Channagoudra G., Saw A. K., Dey K., Xavier D., Venkatesh R., Subramanian V., Shukla D. K., Dayal V.* Substantial magnetoelectric response in 2/3[$Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3$]–1/3[$PbTiO_3$]–$CoFe_2O_4$ composites // Journal of Alloys and Compounds. 2021. Vol. 863. P. 158504. DOI: 10.1016/j.jallcom.2020.158504.

**References**

1. Nan C-W, Bichurin MI, Dong S, Viehland D, Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions. J. Appl. Phys. 2008;103:031101. DOI: 10.1063/1.2836410.
2. Liang X, Matyushov A, Hayes P, Schell V, Dong C, Chen H, He Y, Will-Cole A, Quandt E, Martins P, McCord J, Medarde M, Lanceros-Mendez S, van Dijken S, Sun NX, Sort J. Roadmap on magnetoelectric materials and devices. IEEE Transactions on Magnetics. 2021;57(8):400157. DOI: 10.1109/tmag.2021.3086635.
3. Chu Z, PourhosseiniAsl MJ, Dong S. Review of multi-layered magnetoelectric composite materials and devices applications. J. Phys. D: Appl. Phys. 2018;51(24):243001. DOI: 10.1088/1361-6463/aac29b.
4. Liang X, Dong C, Chen H, Wang J, Wei Y, Zaeimbashi M, He Y, Matyushov A, Sun C, Sun N. A review of thin-film magnetoelastic materials for magnetoelectric applications. Sensors. 2020;20(5):1532. DOI: 10.3390/s20051532.
5. Uchino K. Electrostrictive and piezoelectric effects in relaxor ferroelectrics: Historical background. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2022;69:3013–3036. DOI: 10.1109/TUFFC.2022.3165002.
6. Li F, Jin L, Xu Z, Zhang S. Electrostrictive effect in ferroelectrics: An alternative approach to improve piezoelectricity. Appl. Phys. Rev. 2014;1:011103. DOI: 10.1063/1.4861260.
7. Gridnev SA, Khakhlenkov MV, Fetisov LY. The influence of the electric field on the magnetoelectric response of a layered ferromagnet – electrostrictor heterostructure. Ferroelectrics. 2020;561(1): 90–99. DOI: 10.1080/00150193.2020.1736920.
8. Burdin D, Chashin D, Ekonomov N, Fetisov L, Fetisov Y, Shamonin M. DC magnetic field sensor based on the nonlinear magnetoelectric effect in magnetic heterostructures. J. Phys. D: Appl. Phys. 2016;49(37):375002. DOI: 10.1088/0022-3727/49/37/375002.
9. Hayes P, Salzer S, Reermann J, Yarar E, Robisch V, Piorra A, Meyners D, Hofft M, Knöchel R, Schmidt G, Quandt E. Electrically modulated magnetoelectric sensors. Appl. Phys. Lett. 2016; 108(18):182902. DOI: 10.1063/1.4948470.
10. Fedulov FA, Fetisov LY, Chashin DV, Saveliev DV, Burdin DA, Fetisov YK. Magnetic field spectrum analyzer using nonlinear magnetoelectric effect in composite ferromagnet-piezoelectric heterostructure. Sensors and Actuators A: Physical. 2022;346:113844. DOI: 10.1016/j.sna.2022.113844.
11. Fetisov Y, Burdin DA, Ekonomov NA, Chashin DV, Zhang J, Srinivasan G, Fetisov YK. Nonlinear magnetoelectric effects at high magnetic field amplitudes in composite multiferroics. J. Phys. D: Appl. Phys. 2018;51(15):154003. DOI: 10.1088/1361-6463/aab384.
12. Saveliev DV, Fetisov YK, Chashin DV, Fetisov LY, Burdin DA, Ekonomov NA. Magnetoelectric effects in a layered ferromagnet-electrostrictor heterostructure. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2018;466:219–224. DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.07.034.
13. Burdin DA. Measurement of magnetostriction using a strain gauge bridge with alternating

excitation. Russian Technological Journal. 2025;13(4):37–46. DOI: 10.32362/2500-316X-2025-13-4-37-46.
14. Burdin DA, Savelev DV, Ekonomov NA, Shishkin VI, Fetisov YK. Inequivalence of direct and converse nonlinear resonant magnetoelectric effects. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2025;630:173444. DOI: 10.1016/j.jmmm.2025.173444.
15. Timoshenko S. Vibration Problems in Engineering. Toronto: D. van Nostrand Company; 1955. 497 p.
16. Kumar A, Roy A. Structural and electromechanical characterization of lead magnesium niobate-lead titanate (PMN-0.3PT) piezoceramic for energy harvesting applications. arXiv:2205.04313. arXiv Preprint; 2022. 23 p. DOI: 10.48550/ARXIV.2205.04313.
17. Gojdka B, Jahns R, Meurisch V, Greve H, Adelung R, Quandt E, Knöchel R, Faupel F. Fully integrable magnetic field sensor based on delta-E effect. Appl. Phys. Lett. 2011;99(22):223502. DOI: 10.1063/1.3664135.
18. Filippov DA, Galkina TA, Laletin VM, Srinivasan G. Inverse magnetoelectric effect in disk-shaped samples of ferrite piezoelectric composites. Physics of Solid State. 2011;53:1832–1838. DOI: 10.1134/S1063783411090113.
19. Kalgin AV. Converse magnetoelectric effect in three-layered composites based on amorphous ferromagnetic $Fe_{0.45}Co_{0.45}Zr_{0.1}$ alloy and relaxor (1-$x$)$PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3$-$x$$PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ ceramics. Journal of Alloys and Compounds. 2025;1017:179154. DOI: 10.1016/j.jallcom.2025.179154.
20. Channagoudra G, Saw AK, Dey K, Xavier D, Venkatesh R, Subramanian V, Shukla DK, Dayal V. Substantial magnetoelectric response in 2/3[$Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3$]–1/3[$PbTiO_3$]–$CoFe_2O_4$ composites. Journal of Alloys and Compounds. 2021;863:158504. DOI: 10.1016/j.jallcom.2020.158504.



*Савельев Дмитрий Владимирович* — окончил бакалавриат МИРЭА — Российского технологического университета по направлению «Нанотехнологии и микросистемная техника» (2016) и магистратуру по специальности «Электроника и наноэлектроника» (2018). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (2023). В настоящее время работает научным сотрудником в НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА и в должности доцента на кафедре наноэлектроники в РТУ МИРЭА (с 2025 года). Область научных интересов: магнитоэлектрические эффекты в композитных структурах и устройства микросистемной техники и электроники на их основе, магнитоактивные эластомеры, магнитные и сегнетоэлектрические материалы. Имеет более 40 статей в рецензируемых научных журналах, 4 патента и более 20 выступлений на всероссийских и международных конференциях.

Россия, 119454, Москва, проспект Вернадского, 78
МИРЭА — Российский технологический университет
E-mail: dimsav94@gmail.com
ORCID: 0000-0001-7762-9198
AuthorID (eLibrary.Ru): 1023277



*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



*Болотина Екатерина Витальевна* — окончила бакалавриат в МИРЭА — Российском технологическом университете (2024) и магистратуру в Национальном исследовательском технологическом университете МИСИС (2026). В настоящее время работает в РТУ МИРЭА в Научно-образовательном центре «Магнитоэлектрические материалы и устройства» в должности стажера-исследователя, занимается исследованием магнитоэлектрических эффектов в композитных гетероструктурах и разработкой на их основе высокочувствительных датчиков магнитных полей. Автор 7 статей в рецензируемых журналах, 1 патента и 15 докладов на конференциях.

Россия, 119454, Москва, проспект Вернадского, 78
МИРЭА — Российский технологический университет
E-mail: ekaterina.bolotina1@mail.ru
ORCID: 0000-0003-1004-2821
AuthorID (eLibrary.Ru): 1219586



*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



*Переверзева Александра Павловна* — окончила МИРЭА Российский технологический университет (2023, РТУ МИРЭА). В 2025 году работала в должности лаборанта в РТУ МИРЭА в Научно-образовательном центре «Магнитоэлектрические материалы и устройства» и занималась исследованием электрострикторов. В настоящее время работает в должности старшего специалиста во Всероссийском научно-исследовательском институте радиоэлектроники (ФГБУ «ВНИИР»). Занимается сопровождением опытно-конструкторских работ, связанных с интегральными микросхемами и полупроводниковыми приборами. Является призёром Всероссийского инженерного конкурса (ВИК 2024/25). Имеет 1 статью в реферируемых журналах, 3 доклада на конференциях.

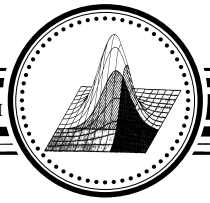
Россия, 119454, Москва, проспект Вернадского, 78
МИРЭА — Российский технологический университет
E-mail: alex.pe.p@yandex.ru



*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). С 1982 года работает в Московском институте радиотехники, электроники и автоматики (МИРЭА), в разные годы — 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

Нелинейные волны.
Солитоны. Автоволны. Самоорганизация



Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2026. Т. 34, № 5
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5)

Научная статья
УДК 537.86

DOI: 10.18500/0869-6632-003234
EDN: KLVMCA

# Спиновая накачка поверхностными магнитостатическими волнами в структуре Pt/ЖИГ/SiO2/Si

*М. Е. Селезнев*[1,2]✉, *Ю. В. Никулин*[1,2], *Г. М. Дудко*[1], *В. К. Сахаров*[1,2,4], *Ю. В. Хивинцев*[1,2], *А. В. Кожевников*[1], *С. Л. Высоцкий*[1,2], *Г. М. Амаханов*[1,2], *Н. Н. Новицкий*[3], *А. И. Серокурова*[3], *Ю. А. Филимонов*[1,2]

[1]Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Россия
[2]Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия
[3]Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, Минск, Республика Беларусь
[4]АО «Микроволновые системы», Саратов, Россия
E-mail: ✉mixanich94@mail.ru, yvnikulin@gmail.com, dugal_2010@hotmail.com, valentin@sakharov.info, khivintsev@gmail.com, kzhavl@gmail.com, vysotsl@gmail.com, agm.05@yandex.ru, novitski@ifttp.bas-net.by, aleksa.serokurova@yandex.by, yuri.a.filimonov@gmail.com

*Поступила в редакцию 11.06.2026, принята к публикации 25.08.2026, опубликована онлайн 1.09.2026, опубликована 30.09.2026*

***Аннотация***. *Цель работы* — сравнительный анализ эффектов генерации спинового тока в структурах ЖИГ/Pt на основе поликристаллических и эпитаксиальных пленок ЖИГ. Экспериментально исследовались эффекты магнитосопротивления, обусловленные спиновым эффектом Холла (СХМС), и спиновой накачки бегущими поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ) в микроструктуре Pt(4 нм)/ЖИГ(600 нм) на основе поликристаллической пленки ЖИГ, полученной ионным распылением на подложке $SiO_2$(100 нм)/Si. Результаты измерений сопоставлены со случаем структуры Pt(4 нм)/ЖИГ(900 нм), полученной на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ. *Методы.* Эксперименты по измерению СХМС выполнялись с холловскими мостиками при пропускании постоянного тока. Спиновая накачка изучалась в макетах типа линии задержки на ПМСВ на основе микроструктур ЖИГ/Pt. Исследовались амплитудно-частотные характеристики коэффициентов передачи и отражения и частотные зависимости ЭДС V(f), наводимой в Pt элементе за счет обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ). *Результаты.* Показано, что значения СХМС в структурах оказываются одного порядка величины, что отражает близость намагниченности насыщения образцов 1750 Гс и 1432 Гс. При этом значения ЭДС, генерируемые в структурах при распространении ПМСВ за счет ОСЭХ, для структуры на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ оказываются почти на два порядка выше. Такое расхождение значений ЭДС связывается с низким микроструктурным совершенством пленки ЖИГ(600 нм)/$SiO_2$(100 нм)/Si из-за дефектов роста, что проявляется в значении ширины линии ФМР $\Delta H \sim 56$ Э — более чем в 40 раз выше значения $\Delta H$ в эпитаксиальной пленке ЖИГ. Большие значения $\Delta H$ снижают амплитуду и увеличивают затухание возбуждаемых ПМСВ, что непосредственно сказывается на степени отклонения спиновой системы в ЖИГ от равновесного состояния при заданном уровне падающей СВЧ-мощности накачки. *Заключение.* Изучены особенности механизма генерации спинового тока в структуре ЖИГ/Pt, изготовленной на полупроводниковой подложке $SiO_2$/Si. Полученные результаты представляют интерес для разработки на основе поликристаллических пленок ЖИГ энергоэффективной элементной базы на принципах магнонной спинтроники.

© *Селезнев М. Е., Никулин Ю. В., Дудко Г. М., Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Кожевников А. В., Высоцкий С. Л., Амаханов Г. М., Новицкий Н. Н., Серокурова А. И., Филимонов Ю. А., 2026*

***Ключевые слова***: спинтроника, спиновый ток, обратный спиновый эффект Холла, спиновые волны, структура ЖИГ/Pt, эпитаксиальные и поликристаллические пленки ЖИГ.

***Благодарности***. Работа выполнена в рамках государственного задания.

***Для цитирования***: *Селезнев М. Е., Никулин Ю. В., Дудко Г. М., Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Кожевников А. В., Высоцкий С. Л., Амаханов Г. М., Новицкий Н. Н., Серокурова А. И., Филимонов Ю. А.* Спиновая накачка поверхностными магнитостатическими волнами в структуре Pt/ЖИГ/SiO2/Si // Известия вузов. ПНД. 2026. Т. 34, № 5. С. 735–751. DOI: 10.18500/0869-6632-003234. EDN: KLVMCA

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

Article DOI: 10.18500/0869-6632-003234

# Spin pumping by surface magnetostatic waves in the Pt/YIG/SiO2/Si structure

*M. E. Seleznev*[1,2]✉, *Y. V. Nikulin*[1,2], *G. M. Dudko*[1], *V. K. Sakharov*[1,2,4], *Y. V. Khivintsev*[1,2], *A. V. Kozhevnikov*[1], *S. L. Vysotskii*[1,2], *G. M. Amakhanov*[1,2], *N. N. Novitsky*[3], *A. I. Serokurova*[3], *Y. A. Filimonov*[1,2]

[1]Saratov Branch of V. A. Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS, Russia
[2]Saratov State University, Russia
[3]Scientific and Practical Materials Research Center National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus
[4]JSC Microwave Systems, Saratov, Russia
E-mail: ✉mixanich94@mail.ru, yvnikulin@gmail.com, dugal_2010@hotmail.com, valentin@sakharov.info, khivintsev@gmail.com, kzhavl@gmail.com, vysotsl@gmail.com, agm.05@yandex.ru, novitski@ifttp.bas-net.by, aleksa.serokurova@yandex.by, yuri.a.filimonov@gmail.com
*Received 11.06.2026, accepted 25.08.2026, available online 1.09.2026, published 30.09.2026*

***Abstract.*** The *purpose* of this work is to experimentally investigate the spin Hall effect magnetoresistance (SHE) and, using the inverse spin Hall effect (ISHE), spin pumping by traveling surface magnetostatic waves (MSSW) in the Pt(4 nm)/YIG(600 nm) microstructure based on a polycrystalline YIG film obtained by ion sputtering on a $SiO_2$(100 nm)/Si substrate. The measurement results are compared with the case of the Pt(4 nm)/YIG(900 nm) structure obtained on the basis of an epitaxial YIG film. *Methods.* The experiments were performed with a MSSW delay line layout based on the YIG/Pt microstructure. The amplitude-frequency characteristics of the transmission and reflection coefficients and the frequency dependences of the EMF V(f) induced in the Pt element due to the ISHE were studied. *Results.* It is shown that the values of the SHE in the structures are of the same order f magnitude, which reflects the proximity of the saturation magnetization of the samples of 1750 G and 1432 G. At the same time, the values of the EMF generated in the structures during the propagation of the MSSWs due to the inverse spin Hall effect are almost two orders of magnitude higher for the structure based on the epitaxial YIG film. This discrepancy in the EMF values is associated with the low microstructural perfection of the YIG (600 nm)/$SiO_2$ (100 nm)/Si film due to growth defects, which is manifested in the FMR linewidth $\Delta H \sim 56$ Oe, more than 40 times higher than the $\Delta H$ value in the epitaxial YIG film. Large values of $\Delta H$ reduce the amplitude and increase the attenuation of the excited MSSWs. *Conclusion.* The feasibility of spin pumping in a YIG/Pt structure fabricated on a $SiO_2$/Si semiconductor substrate is demonstrated. The results are of interest for the development of energy-efficient components based on magnonic spintronics principles.

***Keywords***: spintronics, spin current, inverse spin Hall effect, spin waves, YIG/Pt structure, epitaxial and polycrystalline YIG films.

***Acknowledgements***. The work was carried out within the framework of a state assignment.

***For citation***: Seleznev ME, Nikulin YV, Dudko GM, Sakharov VK, Khivintsev YV, Kozhevnikov AV, Vysotskii SL, Amakhanov GM, Novitsky NN, Serokurova AI, Filimonov YA. Spin pumping by surface magnetostatic waves in the Pt/YIG/SiO2/Si structure. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5):735–751. DOI: 10.18500/0869-6632-003234

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

## Введение

Исследование эффектов генерации и детектирования чисто спинового тока (потока спинового углового момента) в гетероструктурах на основе магнитных диэлектриков и металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием представляет интерес для построения энергоэффективной электронной компонентной базы на принципах магнонной спинтроники [1,2]. Как правило, для изготовления таких структур используются пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) [3], которые обладают не только свойствами диэлектрика, но и рекордно низким параметром диссипации и, по сути, прозрачны для передачи спинового углового момента. В качестве пленок тяжелого металла наиболее широко используются пленки платины (Pt), для которых стандартными вакуумными технологиями удается создавать высокое качество интерфейса, обеспечивающего обменное взаимодействие электронов платины с магнитными ионами в ЖИГ, и получать эффективное преобразование зарядовых и спиновых токов за счет прямого и обратного спинового (ОСЭХ) эффекта Холла [4,5].

Типичная геометрия эксперимента по спиновой накачке в тонкопленочных структурах ЖИГ/Pt предполагает, что внешнее магнитное поле $\overrightarrow{H}$ лежит в плоскости структуры. При этом инжекция спинового тока $\overrightarrow{J_s}$ из ЖИГ в пленку Pt может создаваться в условиях возбуждения мод ферромагнитного резонанса (ФМР) [6], а также бегущих обратных объемных (ООМСВ) [7] и поверхностных (ПМСВ) магнитостатических волн [8]. Детектирование спинового тока на частоте накачки f осуществляется с помощью ОСЭХ, приводящего к появлению на концах пленки Pt сигнала ЭДС $V(f) \sim \theta_H J_S(f) R$, где $\theta_H$ — спиновый угол Холла и R — сопротивление пленки Pt. При этом величина $J_s$ через единицу поверхности пропорциональна числу $\sum$ каналов рассеяния электронов Pt на магнонах, которое определяется числом магнитных ионов Fe на интерфейсе ЖИГ/Pt, интенсивностью $\upsilon$ процессов электрон-магнонного рассеяния в каждом из каналов и степени отклонения магнонной подсистемы от равновесного состояния, которая здесь задается мощностью ПМСВ P: $J_s \sim \sum \upsilon P$. К параметрам магнонной подсистемы, определяющим $\upsilon$, относят плотность состояний (DOS) в спектре спиновых волн $g(\omega = 2\pi f)$ [9]: $\Upsilon \sim \int \Omega(\omega) \cdot g(\omega)\, d\omega$, где $\Omega(\omega)$ содержит статистический коэффициент, характеризующий распределение магнонов и электронов, и информацию о скоростях неупругих переходов с участием возбужденных магнонов на частоте $\Omega$. В экспериментах по спиновой накачке бегущими ПМСВ и ООМСВ было показано [10–18], что максимальная эффективность генерации $J_s$ наблюдается на частотах $\Omega$, где в DOS возникают сингулярности ван Хова (VHS) $(g(\Omega) - > \infty)$ [19]. Отметим, что спиновый транспорт в структурах Pt/ЖИГ в основном исследовался для структур на основе эпитаксиальных пленок ЖИГ, выращенных на монокристаллических подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Такие пленки ЖИГ характеризуются очень малой шероховатостью поверхности и высоким микроструктурным совершенством, низким значением параметра диссипации спиновых волн (СВ) и обеспечивают эффективную передачу спинового углового момента через интерфейс Pt/ЖИГ. Однако с точки зрения расширения возможностей для разработки устройств магнонной спинтроники представляет интерес исследование эффектов спиновой накачки в структурах Pt/ЖИГ на основе поликристаллических пленок ЖИГ. Кроме того, поскольку поликристаллические пленки ЖИГ могут быть выращены на широком классе подложек, в том числе и полупроводниковых [20–22], такие структуры могут быть интересны и с точки зрения интеграции магнонных устройств с полупроводниковыми технологиями. Действительно, в пленках ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением на подложках $SiO_2$(100 нм)/Si, наблюдались эффекты распространения ПМСВ [23,24] и магнитоупругих волн [25]. На примере структур ЖИГ/GaAs была показана возможность управления дисперсией ПМСВ за счет изменения проводимости GaAs при облучении светом [26]. Кроме того, в структурах типа Pt/ЖИГ/Si [27] и Co,Fe/ ЖИГ/Si [28] изучался

спиновый эффект Зеебека, а также исследовалась спиновая накачка [27,29] и магнитосопротивление, обусловленное спиновым эффектом Холла (СХМС) [30]. Эффекты генерации спинового тока бегущими спиновыми волнами в структурах Pt/ЖИГ/Si, по-видимому, не изучались. Цель данной работы — экспериментально исследовать спиновую накачку бегущими ПМСВ и СХМС в структуре Pt/ЖИГ/$SiO_2$/Si и сопоставить с аналогичными измерениями для структуры на основе пленки ЖИГ, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ.

## 1. Методика

Эксперименты выполнялись с двумя типами структур Pt/ЖИГ на основе пластин размером 15 мм×15 мм из пленок ЖИГ, выращенных методом ионного распыления [20] на подложке $SiO_2$(100 нм) / Si (структура I) и методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ(111) (структура II). Для экспериментов по спиновой накачке на поверхности пластин методами магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления были сформированы пары полосковых микроантенн (МА) с пленками Pt между ними, см. рис. 1, *a*. Каждый образец содержал набор структур Pt/ЖИГ-МА с расстоянием между МА $S = 244$ мкм и пленками Pt толщиной 4 нм, шириной 200 мкм и длиной 230 мкм. МА с контактными площадками (обозначены на рис. 1 римскими I и II) для подключения СВЧ-микрозондов, а также контакты к Pt изготавливались на одном технологическом этапе из меди толщиной 0.5 мкм. МА имели длину $l = 250$ мкм и ширину $w = 4$ мкм. Образцы помещались в зазор электромагнита так, что касательное магнитное поле H было направлено вдоль МА, что отвечало возбуждению ПМСВ с волновым вектором k⊥H. Характеристики ПМСВ измерялись с помощью векторного анализатора цепей. Измерялись спектры передачи $S_{12}$(f), отражения $S_{11}$(f), коэффициент преобразования $K(f)$ падающей мощности $P_{in}$ в мощность МСВ P. Частотные зависимости ЭДС $V_{ISHE}$(f) измерялись в режиме

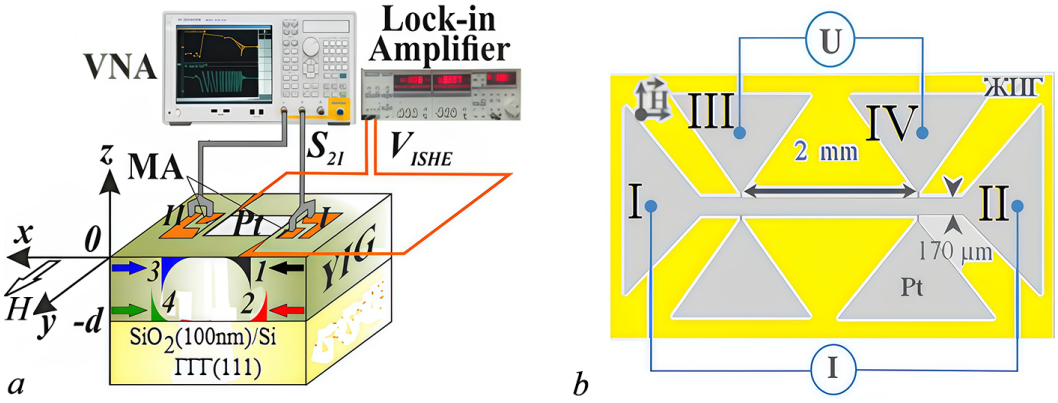



Рис. 1. Схема эксперимента и структура ЖИГ/Pt: *a* — эксперимент по исследованию спиновой накачки. Римскими I и II показаны полосковые микроантенны (МА) с контактными площадками для СВЧ-зондов. На вставке цветом показан характер распределения намагниченности дипольной ПМСВ, отвечающий кривым 1–4 на рис. 6. Стрелкой в направлении оси $y$ показано направление магнитного поля H в геометрии ПМСВ. *b* — Схема измерения СХМС. Измерения проводились при ориентации магнитного поля H продольно (H ∥ I) и перпендикулярно ($H \perp I$) направлению тока (цвет онлайн)

Fig. 1. Experimental setup and YIG/Pt structure: *a* — spin pumping experiment. Roman I and II indicate microstrip antennas (MAs) with contact pads for microwave probes. The inset shows the color-coded magnetization distribution of the dipole MSSW mode corresponding to curves 1–4 in Fig. 6. The arrow along the $y$-axis shows the direction of the magnetic field H in the MSSW geometry. *b* — SMR measurement setup. Measurements were performed with the magnetic field H oriented parallel (H ∥ I) and perpendicular ($H \perp I$) to the current direction (color online)

модуляции падающей СВЧ-мощности $P_{in}$ с частотой 11.33 кГц. Магнитное поле менялось в диапазоне 120...1200 Э. Для исследования СХМС методом фотолитографии и ионного травления на поверхности пластин формировались холловские мостики Pt(4 нм)/ЖИГ с медными контактами I, II для подачи постоянного тока $I \sim 100$ мкА и контактами III, IV для измерения напряжения $U$, см. рис. 1, *b*.

Магнитные параметры пленок ЖИГ определялись по спектрам ФМР в касательно намагниченных пленках на частоте 9.85 ГГц. Эпитаксиальная пленка ЖИГ имела эффективную намагниченность $4\pi M_{II} \approx 1830$ Гс и ширину линии ФМР $\Delta H_{II}^{||} \approx 1.3$ Э, см. рис. 2, *a*. Среднеквадратичная амплитуда шероховатости поверхности, измеренной методом зондовой атомно-силовой микроскопии (АСМ), составила $\sigma \approx 0.15$ нм, см. рис. 2, *b*. Для поликристаллической пленки ЖИГ (структура I) были получены значения $4\pi M_I \approx 1430$ Гс и $\Delta H_{II}^{||} \approx 56$ Э, см. кривую 1 на рис. 2, *c*. Заметный вклад в ширину линии ФМР дает неоднородность микроструктуры пленки ЖИГ/$SiO_2$(100 нм)/Si, разброс размеров микрокристаллитов и шероховатость поверхности пленки

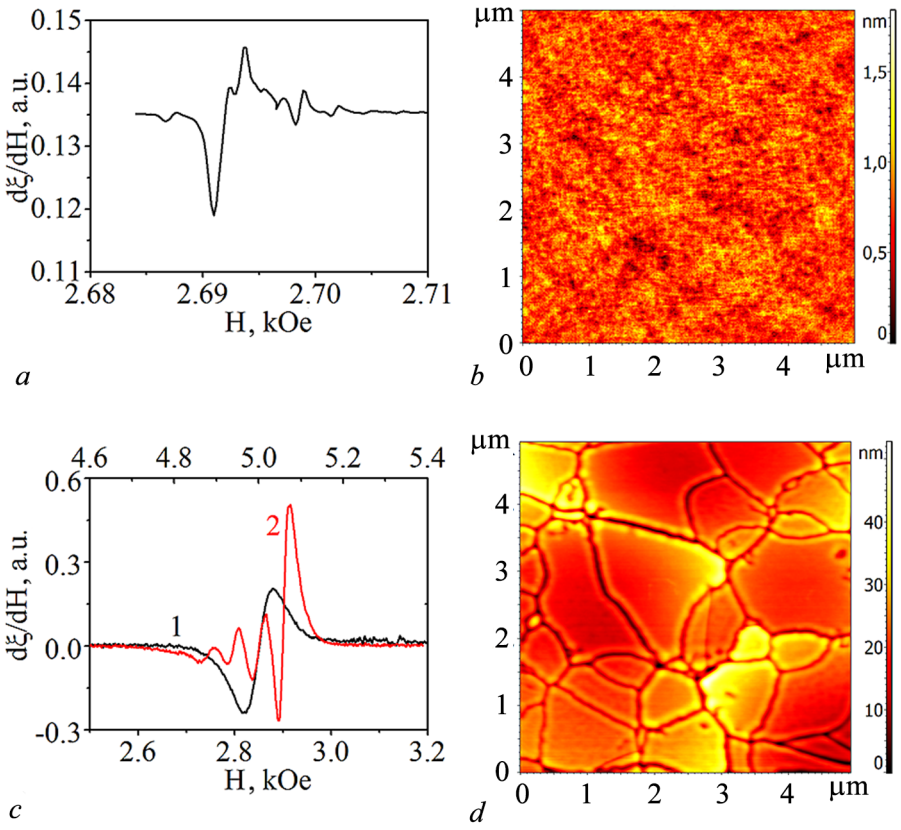



Рис. 2. *a, c* — Зависимости производной коэффициента поглощения ξ по полю H от величины внешнего касательного к поверхности пленки магнитного поля H, полученные методом ФМР (f≈ 9.85 ГГц) для эпитаксиальной (*a*) и поликристаллической (*c*) пленок ЖИГ. На рисунке *c* кривые 1 и 2 отвечают случаям касательного и нормального к поверхности пленки намагничивания. *b, d* — АСМ-изображения (5×5 мкм$^2$) поверхности эпитаксиальной и поликристаллической пленок ЖИГ, полученные методом сканирующей зондовой микроскопии (цвет онлайн)

Fig. 2. *a, c* — Dependence of the derivative of the absorption coefficient ξ with respect to the magnetic field H on the magnitude of the external magnetic field H applied tangentially to the film surface, obtained via FMR (f≈ 9.85 GHz) for epitaxial (*a*) and polycrystalline (*c*) YIG films. In figure *c*, curves 1 and 2 correspond to magnetization configurations tangential and normal to the film surface, respectively. *b, d* — AFM images (5×5 μm$^2$) of the surfaces of epitaxial and polycrystalline YIG films, obtained using scanning probe microscopy (color online)

σ ≈ 6.5 нм, см. рис. 2, *d*. При этом существенный вклад в $\Delta H_{II}^{||}$ дают процессы двухмагнонного рассеяния, что подтверждается уменьшением ширины линии ФМР в случае нормального намагничивания до значения $\Delta H_I^{\perp} \approx 24$ Э, см. кривую 2 на рис. 2, *c*. Отметим, что в спектре ФМР в нормально намагниченной пленке (см. кривую 2 на рис. 2, *c*) можно выделить линии поглощения, отвечающие возбуждению пяти мод спин-волнового резонанса при полях $H_n^{\perp}$ 5058, 5001, 4941, 4883, 4810 Э. Зависимость $H_n^{\perp}$ от номера резонанса $n$ близка к линейной, что характерно для пленок ЖИГ с неоднородным распределением эффективной намагниченности по толщине [31].

## 2. Результаты измерений

На рис. 3, *a, b* приведены результаты измерений СХМС в исследуемых структурах. Можно видеть, что зависимости R(H) имеют аналогичный характер. Величина СХМС $\beta = \delta R/R \cdot 100\%$ для структуры Pt/ЖИГ/Si (см. рис. 3, *a*) составляет $\beta \approx 0.015\%$, тогда как для структуры на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ оказывается почти в 2 раза больше $\beta \approx 0.027\%$. Величина магнитного поля, при котором для структуры Pt/ЖИГ/Si наблюдается насыщение зависимостей R(H), составляет H ≈ 200 Э, что почти на порядок больше, чем для структуры Pt/ЖИГ/ГГГ.

На рис. 4 и рис. 5 приведены частотные зависимости спектров передачи $S_{12}(f)$, отражения $S_{11}(f)$ и ЭДС $U(f)$, измеренные для нескольких значений магнитного поля H для структур Pt/ЖИГ/ГГГ и Pt/ЖИГ/Si соответственно. Зависимости на рис. 4 и рис. 5 имеют схожий характер и в целом отвечают случаю, когда в структурах распространяются ПМСВ [10–17]. Однако в случае структур Pt/ЖИГ/Si из-за больших потерь выходной сигнал сильно ослаблен ($-50... - 60$ дБ), что не позволяет измерить набег фазы ПМСВ при расстоянии между антеннами $S = 244$ мкм даже с помощью усилителя 30 dB. Для пленок Pt/ЖИГ/Si сложность в измерении фазо-частотных характеристик отмечалась в работах [23,24] для макетов с расстоянием между МА больше 50 мкм.

Чтобы убедиться, что в структуре I возбуждаются и распространяются ПМСВ, методом широкополосного ФМР в структуре Pt/ЖИГ/Si были измерены спектры поглощения. Оказалось, что полоса частот, в которой наблюдается отбор мощности при возбуждении ФМР, при всех значениях полей уже, чем линия поглощения в отраженной мощности $S_{11}(f)$ от входной МА, см. кривую 1 на рис. 5, *b*. Кроме того, смена направления распространения ПМСВ и поверхности

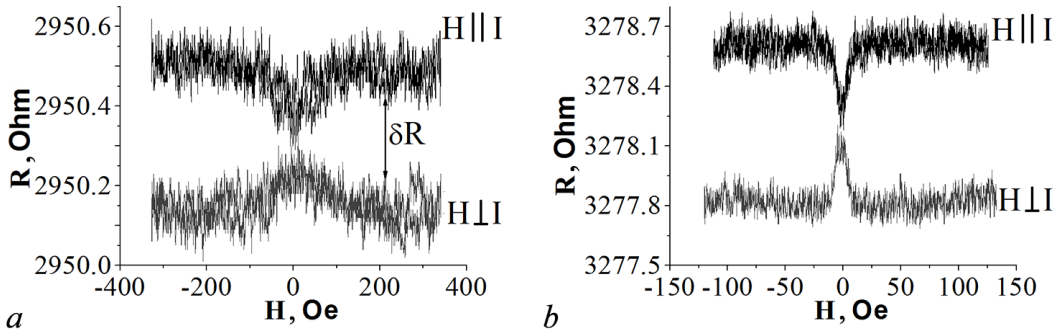



Рис. 3. *a, b* — Магниторезистивные зависимости R(H) в холловских мостиках на основе структур Pt/ЖИГ, сформированных на поликристаллической *a* и эпитаксиальной *b* пленках ЖИГ. Через Pt-элемент пропускался постоянный ток $I$ величиной $I \sim 100$ мкА. Магнитное поле H приложено в плоскости структуры параллельно или перпендикулярно направлению протекания тока $I$, см. рис. 1, *b*

Fig. 3. *a, b* — Magnetoresistance dependencies R(H) in Hall bridges based on Pt/YIG structures formed on polycrystalline *a* and epitaxial *b* YIG films. A direct current $I \sim 100$ μA was passed through the Pt element. The magnetic field H was applied in the plane of the structure, either parallel or perpendicular to the direction of the current flow $I$, see рис. 1, *b*

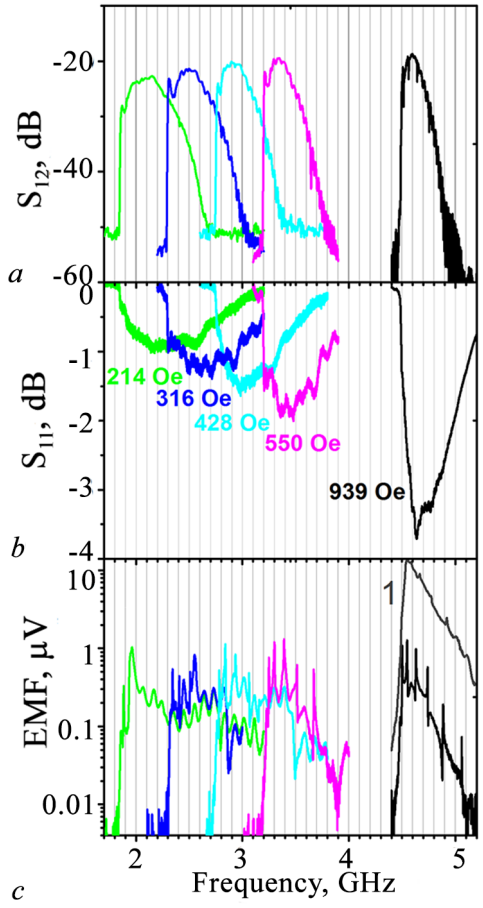



Рис. 4. Спектры передачи $S_{(12)}(f)$ ($a$), отражения $S_{(11)}(f)$ ($b$) и ЭДС ($c$), полученные для структуры Pt/ЖИГ/ГГГ. Цифры у кривых отвечают значениям магнитного поля в эрстедах. Зависимости $S_{(12)}(f)$ и $S_{(11)}(f)$ измерены при уровне падающей мощности $P_{(\mathrm{in})} = -20$ дБм, зависимости ЭДС $U(f)$ ($c$) получены при $P_{(\mathrm{in})} = -5$ дБм и $P_{(\mathrm{in})} = 10$ дБм (кривая 1) (цвет онлайн)

Fig. 4. Transmission spectra $S_{(12)}(f)$ ($a$), reflection $S_{(11)}(f)$ ($b$) and EMF ($c$) obtained for the Pt/YIG/GGG structure. The numbers near to the curves correspond to the magnetic field values in Oe. The $S_{(12)}(f)$ and $S_{(11)}(f)$ dependences were measured at the incident power level $P_{(\mathrm{in})} = -20$ dBm, the EMF dependences $U(f)$ ($c$) were obtained at $P_{(\mathrm{in})} = -5$ dBm and $P_{(\mathrm{in})} = 10$ dBm (curve 1) (color online)

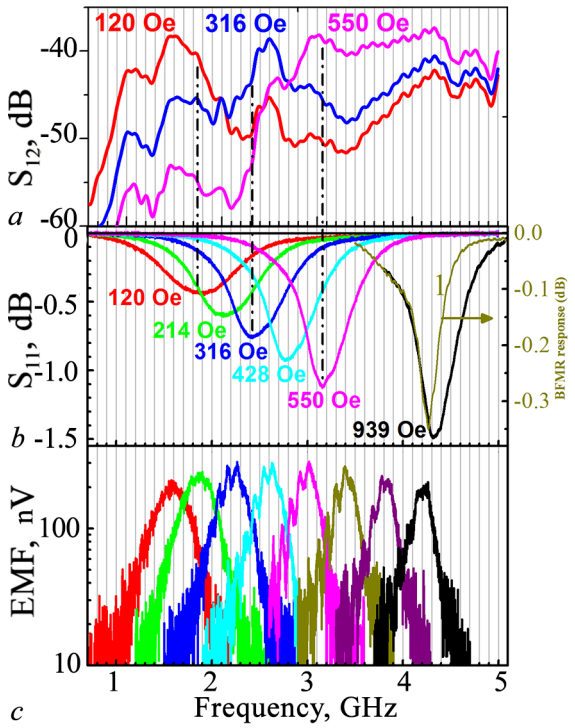



Рис. 5. Спектры передачи $S_{(12)}(f)$ ($a$), отражения $S_{(11)}(f)$ ($b$) и ЭДС ($c$), полученные для структуры Pt/ЖИГ/ Si. Цифры у кривых отвечают значениям магнитного поля в Э. На $b$ для поля $H = 939$ Э кривой 1 показана зависимость спектра поглощения для широкополосного ФМР. Зависимости $S_{(12)}(f)$ и $S_{(11)}(f)$ измерены при уровне падающей мощности $P_{(\mathrm{in})} = -20$ дБм, спектры передачи регистрировались с помощью усилителя с коэффициентом усиления 30 дБ. Зависимости ЭДС $U(f)$ ($c$) получены при $P_{(\mathrm{in})} = 10$ дБм (цвет онлайн)

Fig. 5. Transmission spectra $S_{(12)}(f)$ ($a$), reflection $S_{(11)}(f)$ ($b$) and EMF ($c$) obtained for the Pt/YIG/Si structure. The numbers near to the curves correspond to the magnetic field values in Oe. In $b$ for the field $H = 939$ Oe, curve 1 shows the dependence of the absorption spectrum for broadband FMR. The dependences $S_{(12)}(f)$ and $S_{(11)}(f)$ were measured at the incident power level $P_{(\mathrm{in})} = -20$ dBm, the transmission spectra were recorded using an amplifier with a gain of 30 dB. The EMF dependences $U(f)$ ($c$) were obtained at $P_{(\mathrm{in})} = 10$ dBm (color online)

пленки ЖИГ, где амплитуда ПМСВ максимальна (см. вставку к рис. 1, $a$), в обеих структурах сопровождались аналогичными изменениями, отвечающими невзаимному характеру распространения ПМСВ, см. рис. 6. Все сказанное позволяет считать, что ЭДС в структуре I генерируется за счет спиновой накачки бегущими ПМСВ. При этом величина ЭДС при одинаковом уровне падающей мощности в структуре I оказывается в 60 раз меньше, чем в структуре II, см. рис. 4 и рис. 5, $b$ при H = 939 Э и одинаковом уровне $P_{\mathrm{in}} = 10$ дБм.

### 3. Обсуждение полученных результатов

Результаты измерений СХМС и $V_{\mathrm{ISHE}}(f)$ в структурах I и II показывают, что в структуре Pt/ЖИГ/$SiO_2$/Si значения параметра β и величина ЭДС оказываются соответственно в 2 и более чем в 60 раз меньше аналогичных величин для структуры Pt/ЖИГ/ГГГ. Такое снижение связано с более низким качеством пленок ЖИГ/$SiO_2$/Si. Действительно, меньшая намагниченность насыщения ЖИГ в структурах I означает, что падает число каналов рассеяния Σ электронов платины на магнитных ионах в ЖИГ. Разброс размеров микрокристаллитов, ростовые дислокации и высокая шероховатость поверхности пленок ЖИГ/$SiO_2$/Si приводят к росту коэрцитивности и неоднородному состоянию намагниченности на интерфейсе ЖИГ/Pt. Перечисленные факторы снижают эффективность спин-зависимого рассеяния электронов на магнитных ионах на интерфейсе ЖИГ/Pt при измерении параметра β в геометриях эксперимента $H||I$ и $H \perp I$.

Причина, по которой перечисленные факторы в структуре ЖИГ/$SiO_2$/Si оказывают более сильное влияние на значения ЭДС, чем на величину СХМС, заключается в различии механизма создания спинового тока в экспериментах по измерению СХМС и спиновой накачке. В первом случае спиновый ток $\vec{j_s}$ возникает за счет спинового эффекта Холла при пропускании электрического тока $\vec{j_c}$ через пленку Pt:$j_s \sim \theta_H j_c$. Понятно, что при одной и той же величине тока в структурах I и II разница в значениях $j_s$ будет определяться отличием параметра для исследованных структур $\theta_H$ и числом каналов рассеяния Σ на интерфейсе ЖИГ/Pt.

Во втором случае неравновесный спиновый ток в пленке Pt возникает за счет электрон-магнонного рассеяния на интерфейсе и пропорционален мощности ПМСВ на частоте накачки $P(f)$: $J_s \sim \Sigma\Gamma(f)P(f)$. Мощность ПМСВ можно записать в виде [32]: $P(f) \approx [m(f)]^2 V_g(f) dl$, где $m$ — амплитуда намагниченности ПМСВ, $V_g$ — групповая скорость волны, $d$ — толщина ЖИГ, $l$ — апертура МА. С помощью программного пакета OOMMF, распространяемого в свободном доступе [33], было выполнено микромагнитное моделирование распространения ПМСВ в пленке при возбуждении микрополоской при значениях параметра диссипации $\Delta H_1 = 1.3$ Э и $\Delta H_2 = 56$ Э. Полученные результаты моделирования представляли собой временную выборку распределения Фурье-амплитуды волнового поля в пленке, которые затем обрабатыва-

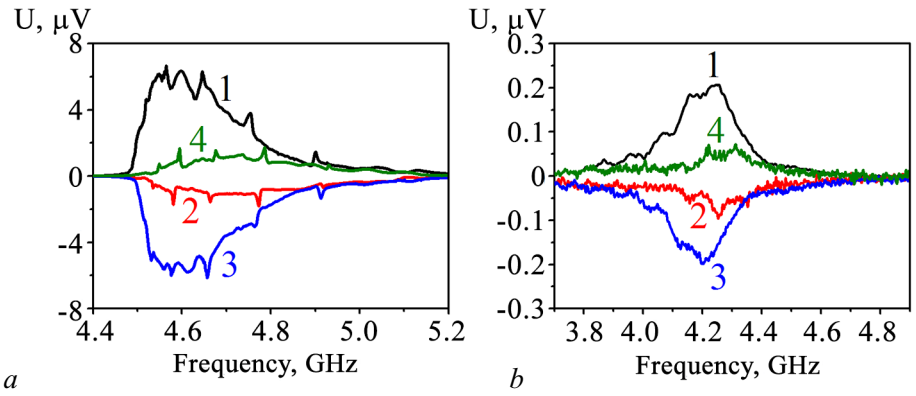



Рис. 6. *a, b* — Частотные зависимости ЭДС, измеренные при $P_{(\mathrm{in})} \sim 10$ дБм, H~ 939 Э в структурах Pt/ЖИГ/ГГГ (*a*) и Pt/ЖИГ/SiO2/Si (*b*). Цвет и номер кривых соответствуют направлению распространения ПМСВ и границам пленки ЖИГ, показанным цифрами 1–4 на рис. 1, *a* (цвет онлайн)

Fig. 6. *a, b* — Frequency dependences of the EMF measured at $P_{(\mathrm{in})} \sim 10$ dBm, H~ 939 Oe in the Pt/YIG/GGG (*a*) and Pt/YIG/SiO2/Si (*b*) structures. The color and number of the curves correspond to the direction of propagation of the MSSW and the boundaries of the YIG film, shown by numbers 1–4 in рис. 1, *a* (color online)

лись путем Фурье-преобразования в программе Semargl [34]. Было получено, что отношение $|m_1(f)|^2/|m_2(f)|^2 \approx \Delta H_2/\Delta H_1 \approx 43$. Именно с этим следует связать существенную разницу в значениях ЭДС для структур I и II.

Обсудим теперь особенности вида частотных зависимостей $V_{\mathrm{ISHE}}(f)$ для структур I и II, показанных на рис. 4, *c*, 5, *c* и 6. На рис. 4, *c* для структуры II для поля H = 939 Oe приведены две зависимости $V_{\mathrm{ISHE}}(f)$, отвечающие уровням падающей мощности $P_{\mathrm{in}} = -5$ дБм и $P_{\mathrm{in}} = 10$ дБм. Можно видеть, что при $P_{\mathrm{in}} = -5$ дБм в зависимости $V_{\mathrm{ISHE}}(f)$ наблюдается серия максимумов, обусловленных резонансным взаимодействием ПМСВ с обменными модами, имеющими высокую плотность состояний [10, 11, 13]. По мере роста $P_{\mathrm{in}}$ указанные осцилляции сглаживаются (см. рис. 6, *a* и кривую 1 на рис. 4, *c*), что связано с развитием 4M неустойчивости, приводящей к неоднородности магнитных параметров в направлении распространения волны и разрушению фазового синхронизма ПМСВ и обменных мод на участке между МА [13]. Отсутствие таких резонансных особенностей в зависимости $V_{\mathrm{ISHE}}(f)$ структуры Pt/ЖИГ/$SiO_2$/Si следует связать с большим уровнем затухания СВ и невозможностью выполнить условия фазового синхронизма между ПМСВ и обменной модой. Отметим также, что при доступном нам в эксперименте уровне $P_{\mathrm{in}} = 10$ дБм мы не фиксировали развитие параметрических процессов в структуре Pt/ЖИГ/$SiO_2$/Si.

## Заключение

В структурах Pt(4 нм)/ЖИГ(600 нм), полученных ионным распылением слоя ЖИГ на подложках кремния со слоем окисла на поверхности (Pt(4 нм)/ЖИГ(600 нм)/$SiO_2$(100 нм)/Si), исследованы магнитосопротивление, обусловленное спиновым эффектом Холла (СХМС), и спиновая накачка бегущими поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ). Результаты измерений сопоставлены со случаем структуры Pt(4 нм)/ЖИГ(900 нм), полученной на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ. Показано, что значения СХМС для исследуемых структур оказываются одного порядка величины, что отражает близость намагниченности насыщения образцов 1830 Гс и 1430 Гс. При этом значения ЭДС, генерируемые за счет обратного спинового эффекта Холла при распространении ПМСВ, для структуры на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ оказываются почти на два порядка выше. Такое расхождение значений ЭДС связывается с низким микроструктурным совершенством пленки ЖИГ(600 нм)/$SiO_2$(100 нм)/Si из-за дефектов роста, что проявляется в значении ширины линии ФМР $\Delta H \sim 56$ Э, более чем в 40 раз выше значения $\Delta H$ в эпитаксиальной пленке ЖИГ. Большие значениях $\Delta H$ снижают амплитуду и увеличивают затухание возбуждаемых ПМСВ, что при заданном уровне входного СВЧ-сигнала существенно снижает степень отклонения магнитной системы от равновесного состояния в пленке ЖИГ/Si по сравнению с эпитаксиальной структурой ЖИГ/ГГГ. Полученные результаты раскрывают особенности механизмов создания спинового тока в структурах на основе поликристаллических пленок ЖИГ и представляют интерес для разработки на их основе энергоэффективной элементной базы на принципах магнонной спинтроники.

## Список литературы


1. *Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Hillebrands B.* Magnon spintronics // Nature Phys. 2015. Vol. 11, no. 6. P. 453–461. DOI: 10.1038/nphys3347.
2. *Rezende S. M.* Fundamentals of Magnonics. Cham: Springer, 2020. 358 p. DOI: 10.1007/978-3-030-41317-0.

3. *Wang H. L., Du C. H., Pu Y., Adur R., Hammel P. C., Yang F. Y.* Large spin pumping from epitaxial $Y_3Fe_5O_{12}$ thin films to Pt and W layers // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 88, no. 10. P. 100406(R). DOI: 10.1103/PhysRevB.88.100406.
4. *Hirsch J. E.* Spin hall effect // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83, no. 9. P. 1834–1837. DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.1834.
5. *Jungwirth T., Wunderlich J., Olejnik K.* Spin Hall effect devices // Nature Mater. 2012. Vol. 11, no. 5. P. 382–390. DOI: 10.1038/nmat3279.
6. *Heinrich B., Burrowes C., Montoya E., Kardasz B., Girt E., Song Y. Y., Wu M.* Spin pumping at the magnetic insulator (YIG)/normal metal (Au) interfaces // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107, no. 6. P. 066604. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.066604.
7. *Harii K., An T., Kajiwara Y., Ando K., Nakayama H., Yoshino T., Saitoh E.* Frequency dependence of spin pumping in $Pt/Y_3Fe_5O_{12}$ film // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 109, no. 11. P. 116105. DOI: 10.1063/1.3594661.
8. *Balinsky M., Ranjbar M., Haidar M., Durrenfeld P., Khartsev S., Slavin A., Dumas R. K.* Spin pumping and the inverse spin-hall effect via magnetostatic surface spin-wave modes in Yttrium-Iron garnet/platinum bilayers // IEEE Magnetics Letters. 2015. Vol. 6. P. 3000604. DOI: 10.1109/LMAG.2015.2471276.
9. *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.
10. *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.
11. *Селезнев М. Е.* Детектирование спиновых волн в магнитных микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb: дис. ... к. физ.-мат. наук: 2.2.2. Саратов: Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, 2022. 179 с.
12. *Селезнев М. Е., Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Филимонов Ю. А.* Влияние трехмагнонных распадов на генерацию ЭДС поверхностными магнитостатическими волнами в интегральных структурах ЖИГ-Pt // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 617–643. DOI: 10.18500/0869-6632-003008.
13. *Селезнев М. Е., Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Филимонов Ю. А.* Влияние параметрической неустойчивости на спиновую накачку дипольно-обменными поверхностными магнитостатическими волнами в структурах ЖИГ-Pt // Известия вузов. ПНД. 2023. Т. 31, № 2. С. 225–242. DOI: 10.18500/0869-6632-003032.
14. *Никулин Ю. В., Высоцкий С. Л., Селезнев М. Е., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Хивинцев Ю. В., Филимонов Ю. А.* Частотная зависимость смешанной спиновой проводимости структур YIG| Pt при спиновой накачке ПМСВ // Физика твердого тела. 2023. Т. 65, № 6. С. 967–972. DOI: 10.21883/PSS.2023.06.56103.10H.
15. *Никулин Ю. В., Хивинцев Ю. В., Селезнев М. Е., Высоцкий С. Л., Сахаров В. К., Кожевников А. В., Филимонов Ю. А.* Спиновая накачка в структурах YIG/Pt: роль сингулярностей ван Хова // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2024. Т. 119, № 9. С. 676–683. DOI: 10.31857/S1234567824090076.
16. *Высоцкий С. Л., Никулин Ю. В., Дудко Г. М., Сахаров В. К., Кожевников А. В., Селезнев М Е., Филимонов Ю. А.* Влияние сингулярностей ван Хове на спиновую накачку в структуре

магнонный кристалл/нормальный металл // Физика твердого тела. 2024. Т. 66, № 7. С. 1068–1074. DOI: 10.61011/FTT.2024.07.58375.38HH.

17. *Амаханов Г. М., Селезнев М. Е., Никулин Ю. В., Высоцкий С. Л., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Кожевников А. В., Хивинцев Ю. В., Филимонов Ю. А.* Спиновая накачка поверхностными магнитостатическими волнами в микроструктурах на основе плёнок железоиттриевого граната с кристаллографической ориентацией (100) // Известия вузов. Радиофизика. 2025. Т. 68, № 2. С. 167–181. DOI: 10.52452/00213462_2025_68_02_167.
18. *Vysotskii S. L., Nikulin Y. V., Dudko G. M., Kozhevnikov A. V., Sakharov V. K., Khivintsev Y. V., Nikitov S. A., Filimonov Y. A.* Effects of spin pumping in a yttrium iron garnet–platinum magnonic crystal // Phys. Rev. Applied. 2025. Vol. 23. P. 064035. DOI: 10.1103/lxpw-hqx2.
19. *van Hove L.* The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal // Phys. Rev. 1953. Vol. 89, no. 6. P. 1189–1193. DOI: 10.1103/PhysRev.89.1189.
20. *Stognij A. I., Lutsev L. V., Bursian V. E., Novitskii N. N.* Growth and spin-wave properties of thin $Y_3Fe_5O_{12}$ films on Si substrates // Journal of Applied Physics. 2015. Vol. 118, no. 2. P. 023905. DOI: 10.1063/1.4926475.
21. *Lutsev L. V., Stognij A. I., Novitskii N. N., Bursian V. E., Maziewski A., Gieniusz R.* Magnetic properties, spin waves and interaction between spin excitations and 2D electrons in interface layer in $Y_3Fe_5O_{12}/AlO_x$/GaAs-heterostructures // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. Vol. 51, no. 35. P. 355002. DOI: 10.1088/1361-6463/aad41b.
22. *Stognij A., Lutsev L., Novitskii N., Bespalov A., Golikova O., Ketsko V., Gieniusz R., Maziewski A.* Synthesis, magnetic properties and spin-wave propagation in thin $Y_3Fe_5O_{12}$ films sputtered on GaN-based substrates // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. Vol. 48, no. 48. P. 485002. DOI: 10.1088/0022-3727/48/48/485002.
23. *Sakharov V. K., Khivintsev Y. V., Vysotskii S. L., Stognij A. I., Filimonov Y. A.* Enhanced nonreciprocity of magnetostatic surface waves in yttrium-iron-garnet films deposited on silicon substrates by ion-beam evaporation // IEEE Magnetics Letters. 2017. Vol. 8. P. 3704105. DOI: 10.1109/LMAG.2017.2659638.
24. *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.
25. *Высоцкий С. Л., Никулин Ю. В., Кожевников А. В., Хивинцев Ю. В., Сахаров В. К., Джумалиев А. С., Филимонов Ю. А., Стогний А. И., Никитов С. А.* Магнитоупругие свойства пленок железо-иттриевого граната, полученных ионно-лучевым распылением на подложках Si и GaAs // ЖТФ. 2020. Т. 90, № 7. С. 1221–1226. DOI: 10.21883/JTF.2020.07.49460.363-19.
26. *Sadovnikov A. V., Beginin E. N., Sheshukova S. E., Sharaevskii Y. P., Stognij A. I., Novitski N. N., Sakharov V. K., Khivintsev Y. V., Nikitov S. A.* Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure // Phys. Rev. B. 2019. Vol. 99, no. 5. P. 054424. DOI: 10.1103/PhysRevB.99.054424.
27. *Chang F. J., Lin J. G., Huang S. Y.* Robust spin current generated by the spin Seebeck effect // Phys. Rev. Materials. 2017. Vol. 1, no. 3. P. 031401. DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.1.031401.
28. *Kumpor W., Kuptapol P., Wongjom C., Pongophas E., Infahsaeng Y., Maiaugree W., Phumying S., Pattanakul R., Horprathum M., Chananonnawathorn C., Piyasin P., Pinitsoontorn S., Ramamoorthy H., Somphonsane R., Pijitrojana W., Ummartyotin S., Wongjom P.* The spin voltage enhancement in Si/YIG/Co, Fe spin Hall thermopiles // Journal of Engineering. 2024. Vol. 2024, no. 1. P. 1140159. DOI: 10.1155/je/1140159.

29. *Xiang R., Chen L., Zhang S., Li H., Du J., Du Y. W., Liu R. H.* Electrical generation and detection of spin waves in polycrystalline YIG/Pt grown on silicon wafers // Mater. Res. Express. 2020. Vol. 7, no. 4. P. 046105. DOI: 10.1088/2053-1591/ab87d7.
30. *Fukushima K., Ueda K., Moriuchi N., Kida T., Hagiwara M., Matsuno J.* Spin Hall magnetoresistance in $Pt/Y_3Fe_5O_{12}$ bilayers grown on Si and $Gd_3Ga_5O_{12}$ substrates // Appl. Phys. Lett. 2022. Vol. 121, no. 23. P. 232403. DOI: 10.1063/5.0124583.
31. *Зильберман П. Е., Темирязев А. Г., Тихомирова М. Н.* Возбуждение и распространение обменных спиновых волн в пленках железо-иттриевого граната // ЖЭТФ. 1995. Т. 108, № 1. С. 281–302.
32. *Звездин А. К., Попков А. Ф.* К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, № 2. С. 606–614.
33. *Donahue M. J., Porter D. G.* OOMMF user's guide, version 1.0. Interagency Report NIST 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1999. [Electronic resource] Available from: http://math.nist.gov/oommf/.
34. *Dvornik M., Au Y., Kruglyak V. V.* Micromagnetic simulations in magnonics // In: Demokritov S., Slavin A. (eds) Magnonics. Topics in Applied Physics. Berlin: Springer, 2013. P. 101–115. DOI: 10.1007/978-3-642-30247-3_8.

**References**

1. Chumak AV, Vasyuchka VI, Serga AA, Hillebrands B. Magnon spintronics. Nature Phys. 2015;11(6):453–461. DOI: 10.1038/nphys3347.
2. Rezende S. M. Fundamentals of Magnonics. Cham: Springer; 2020. 358 p. DOI: 10.1007/978-3-030-41317-0.
3. Wang HL, Du CH, Pu Y, Adur R, Hammel PC, Yang FY. Large spin pumping from epitaxial $Y_3Fe_5O_{12}$ thin films to Pt and W layers. Phys. Rev. B. 2013;88(10):100406(R). DOI: 10.1103/PhysRevB.88.100406.
4. Hirsch JE. Spin hall effect. Phys. Rev. Lett. 1999;83(9):1834–1837. DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.1834.
5. Jungwirth T, Wunderlich J, Olejník K. Spin Hall effect devices. Nature Mater. 2012;11(5):382–390. DOI: 10.1038/nmat3279.
6. Heinrich B, Burrowes C, Montoya E, Kardasz B, Girt E, Song YY, Wu M. Spin pumping at the magnetic insulator (YIG)/normal metal (Au) interfaces. Phys. Rev. Lett. 2011;107(6):066604. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.066604.
7. Harii K, An T, Kajiwara Y, Ando K, Nakayama H, Yoshino T, Saitoh E. Frequency dependence of spin pumping in $Pt/Y_3Fe_5O_{12}$ film. J. Appl. Phys. 2011;109(11):116105. DOI: 10.1063/1.3594661.
8. Balinsky M, Ranjbar M, Haidar M, Durrenfeld P, Khartsev S, Slavin A, Dumas RK. Spin pumping and the inverse spin-hall effect via magnetostatic surface spin-wave modes in Yttrium-Iron garnet/platinum bilayers. IEEE Magnetics Letters. 2015;6:3000604. DOI: 10.1109/LMAG.2015.2471276.
9. 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.
10. Seleznev ME, Nikulin UV, Sakharov VK, Khivintsev UV, 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. 2022;92(13):2074–2077. DOI: 10.21883/JTF.2021.10.51363.136-21.

11. Seleznev ME. Detection of Spin Waves in Magnetic Microstructures YIG/Pt and YIG/n-InSb. PhD Thesis. Saratov: Saratov State University; 2022. 179 p. (in Russian).
12. 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.
13. Seleznev ME, Nikulin YV, Khivintsev YV, Vysotskii SL, Kozhevnikov AV, Sakharov VK, Dudko GM, Filimonov YA. Influence of parametric instability on spin pumping by dipole-exchange magnetostatic surface waves in YIG–Pt structures. Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2023;31(2):225–242. DOI: 10.18500/0869-6632-003032.
14. Nikulin YuV, Vysotsky SL, Seleznev ME, Kozhevnikov AV, Sakharov VK, Dudko GM, Khivintsev YuV, Filimonov YA. Frequency dependence of the spin mixing conductance of YIG|Pt structures upon MSSW spin pumping. Physics of the Solid State. 2023;65(6):926–931. DOI: 10.21883/PSS.2023.06.56103.10H.
15. Nikulin YV, Khivintsev YV, Seleznev ME, Vysotskii SL, Sakharov VK, Kozhevnikov AV, Filimonov YuA. Spin pumping in YIG/Pt structures: Role of van Hove singularities. JETP Lett. 2024;119:688–695. DOI: 10.31857/S1234567824090076.
16. Vysotskii SL, Seleznev ME, Nirulin YuV, Kozhevnikov AV, Amahanov GM, Timiryazev AG. Detection of spin-wave excitations of a domain structure in an yttrium-iron garnet film using the inverse spin Hall effect. Physics of the Solid State. 2024;66(7):1023–1027. DOI: 10.61011/FTT.2024.07.58375.38HH.
17. Amakhanov GM, Seleznev ME, Nikulin YuV, Vysotskii SL, Sakharov VK, Dudko GM, Kozhevnikov AV, Khivintsev YuV, Filimonov YuA. Spin pumping by surface magnetostatic waves in microstructures based on iron-yttrium garnet films with crystallographic orientation (100). Radiophys. Quantum Electron. 2025;68(2):167–181. DOI: 10.52452/00213462_2025_68_02_167.
18. Vysotskii SL, Nikulin YV, Dudko GM, Kozhevnikov AV, Sakharov VK, Khivintsev YV, Nikitov SA, Filimonov YA. Effects of spin pumping in a yttrium iron garnet–platinum magnonic crystal. Phys. Rev. Applied. 2025;23:064035. DOI: 10.1103/lxpw-hqx2.
19. van Hove L. The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal. Phys. Rev. 1953;89(6):1189–1193. DOI: 10.1103/PhysRev.89.1189.
20. Stognij AI, Lutsev LV, Bursian VE, Novitskii NN. Growth and spin-wave properties of thin $Y_3Fe_5O_{12}$ films on Si substrates. Journal of Applied Physics. 2015;118(2):023905. DOI: 10.1063/1.4926475.
21. Lutsev LV, Stognij AI, Novitskii NN, Bursian VE, Maziewski A, Gieniusz R. Magnetic properties, spin waves and interaction between spin excitations and 2D electrons in interface layer in $Y_3Fe_5O_{12}/AlO_x$/GaAs-heterostructures. J. Phys. D: Appl. Phys. 2018;51(35):355002. DOI: 10.1088/1361-6463/aad41b.
22. Stognij A, Lutsev L, Novitskii N, Bespalov A, Golikova O, Ketsko V, Gieniusz R, Maziewski A. Synthesis, magnetic properties and spin-wave propagation in thin $Y_3Fe_5O_{12}$ films sputtered on GaN-based substrates. J. Phys. D: Appl. Phys. 2015;48(48):485002. DOI: 10.1088/0022-3727/48/48/485002.
23. Sakharov VK, Khivintsev YV, Vysotskii SL, Stognij AI, Filimonov YA. Enhanced nonreciprocity of magnetostatic surface waves in yttrium-iron-garnet films deposited on silicon substrates by ion-beam evaporation. IEEE Magnetics Letters. 2017;8:3704105. DOI: 10.1109/LMAG.2017.2659638.
24. Sakharov VK, Khivintsev YV, Vysotskii SL, Stognij AI, Kozhevnikov AV, 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. DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-1-35-51.
25. Vysotskii SL, Nikulin YV, Kozhevnikov AV, Khivintsev YuV, Sakharov VK, Dzhumaliev AS, Filimonov YuA, Stognij AI, Nikitov SA. Magnetoelastic properties of yttrium–iron garnet films manufactured by means of ion-beam sputtering onto Si and GaAs substrates. Tech. Phys. 2020;65:1175–1180. DOI: 10.1134/S1063784220070270.
26. Sadovnikov AV, Beginin EN, Sheshukova SE, Sharaevskii YP, Stognij AI, Novitski NN, Sakharov VK, Khivintsev YV, Nikitov SA. Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure. Phys. Rev. B. 2019;99(5):054424. DOI: 10.1103/PhysRevB.99.054424.
27. Chang FJ, Lin JG, Huang SY. Robust spin current generated by the spin Seebeck effect. Phys. Rev. Materials. 2017;1(3):031401. DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.1.031401.
28. Kumpor W, Kuptapol P, Wongjom C, Pongophas E, Infahsaeng Y, Maiaugree W, Phumying S, Pattanakul R, Horprathum M, Chananonnawathorn C, Piyasin P, Pinitsoontorn S, Ramamoorthy H, Somphonsane R, Pijitrojana W, Ummartyotin S, Wongjom P. The spin voltage enhancement in Si/YIG/Co, Fe spin Hall thermopiles. Journal of Engineering. 2024;2024(1):1140159. DOI: 10.1155/je/1140159.
29. Xiang R, Chen L, Zhang S, Li H, Du J, Du YW, Liu RH. Electrical generation and detection of spin waves in polycrystalline YIG/Pt grown on silicon wafers. Mater. Res. Express. 2020;7(4):046105. DOI: 10.1088/2053-1591/ab87d7.
30. Fukushima K, Ueda K, Moriuchi N, Kida T, Hagiwara M, Matsuno J. Spin Hall magnetoresistance in Pt/$Y_3Fe_5O_{12}$ bilayers grown on Si and $Gd_3Ga_5O_{12}$ substrates. Appl. Phys. Lett. 2022;121(23): 232403. DOI: 10.1063/5.0124583.
31. Zilberman PE, Temiryazev AG, Tikhomirova MN. Excitation and propagation of exchange spin waves in films of yttrium iron garnet. J. Exp. Theor. Phys. 1995;81(1):151–162.
32. Zvezdin AK, Popkov AF. Contribution to the nonlinear theory of magnetostatlc spin waves. Sov. Phys. JETP. 1983;57(2):350–355.
33. Donahue MJ, Porter DG. OOMMF user's guide, version 1.0. Interagency Report NIST 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1999. [Electronic resource] Available from: http://math.nist.gov/oommf/.
34. Dvornik M, Au Y, Kruglyak VV. Micromagnetic simulations in magnonics. In: Demokritov S, Slavin A, editors. Magnonics. Topics in Applied Physics. Berlin: Springer; 2013. P. 101–115. DOI: 10.1007/978-3-642-30247-3_8.



*Селезнёв Михаил Евгеньевич* — родился в г. Заречном (1994), окончил факультет нано- и биомедицинских технологий (СГУ, 2017) и аспирантуру (СГУ, 2022). Работает в Саратовском филиале ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН в должности младшего научного сотрудника. Научные интересы: магноника и спинтроника, магнитные материалы, физика полупроводников, физика твердого тела. Имеет ряд публикаций по указанным направлениям.

Россия, 410019 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.

Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный
университет имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: yvnikulin@gmail.com
ORCID: 0000-0003-2957-5468
AuthorID (eLibrary.Ru): 168029



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

Россия, 410019 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



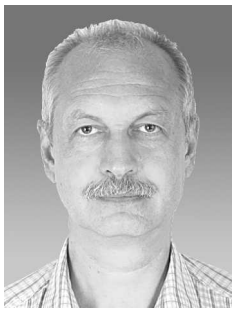
*Сахаров Валентин Константинович* — родился в пос. Соколовый Саратовской области (1986). Окончил Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (2008) и аспирантуру ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН (2011). В настоящее время работает научным сотрудником лаборатории магнитоэлектроники 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.

Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный
университет имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: valentin@sakharov.info
ORCID: 0000-0001-7168-1198
AuthorID (eLibrary.Ru): 818546



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

Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный
университет имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: khivintsev@gmail.com
AuthorID (eLibrary.Ru): 39882



*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 научные статьи.

Россия, 410019 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



*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.

Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный
университет имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: vysotsl@gmail.com
ORCID: 0000-0003-3151-9297
AuthorID (eLibrary.Ru): 27015



*Амаханов Гайдар Маликович* — обучается в аспирантуре Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского. Работает инженером в Саратовском филиале ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. Область научных интересов — физика магнитных явлений, спинтроника, физика тонких плёнок.

Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный
университет имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: agm.05@yandex.ru
ORCID: 0009-0003-9998-3384



*Новицкий Николай Николаевич* — родился в городе Осиповичи Могилёвской области, Республика Беларусь (1975). Окончил Белорусский государственный университет (1998). Защитил диссертацию на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук (2003). Научный сотрудник ГНПО «Научно-практический центр НАНБ по материаловедению». Область научных интересов — физика конденсированного состояния, влияние параметрической неустойчивости на распространение поверхностных магнитостатических волн в ферритовых магнонных кристаллах.

220072 Минск, ул. П. Бровки, 19
ГНПО «НПЦ НАНБ по материаловедению»
E-mail: novitski@ifttp.bas-net.by



*Серокурова Александра Ивановна* — родилась в городе Бахмут Донецкой области (1988). Окончила Донецкий национальный технический университет (2013). Защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в ГНПО «Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению» (2021). Доцент по специальности «Физика» (2023). Старший научный сотрудник лаборатории физики магнитных пленок ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению». Имеет 38 научных публикаций.

220072 Минск, ул. П. Бровки, 19
ГНПО «НПЦ НАНБ по материаловедению»
E-mail: aleksa.serokurova@yandex.by
ORCID: 0000-0001-9825-2828
AuthorID (eLibrary.Ru): 1041038



*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). Заведующий кафедрой технологии материалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН. Научные интересы: магноника и спинтроника, магнитные материалы и структуры, электронная компонентная база. Имеет более 120 публикаций.

Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский национальный исследовательский государственный
университет имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: fil@soire.renet.ru
ORCID: 0000-0002-2645-6669
AuthorID (eLibrary.Ru): 18696




**Подписка на печатную версию**

Подписной индекс издания 73498
Оформить подписку на печатную версию можно
в Интернет-каталоге ГК «Урал-Пресс» (ural-press.ru)
Журнал выходит 6 раз в год
Цена свободная

Электронная версия журнала находится
в открытом доступе (andjournal.sgu.ru)
Все статьи журнала публикуются на условиях лицензии
CC-BY 4.0 (Creative Commons Attribution 4.0 International
License)

**Адрес редакции (редакционно-издательский отдел):**

410012 Саратов, ул. Большая Казачья, 112А, ауд. 301
**Тел.:** +7(905)-326-4405 (зав. редакцией)
**E-mail:** andjournal@sgu.ru
**Website:** andjournal.sgu.ru

EDITOR-IN-CHIEF

*Yu. V. Gulyaev*, Member of the RAS, Ph.D., Professor, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS (Moscow, Russia)

DEPUTY EDITORS

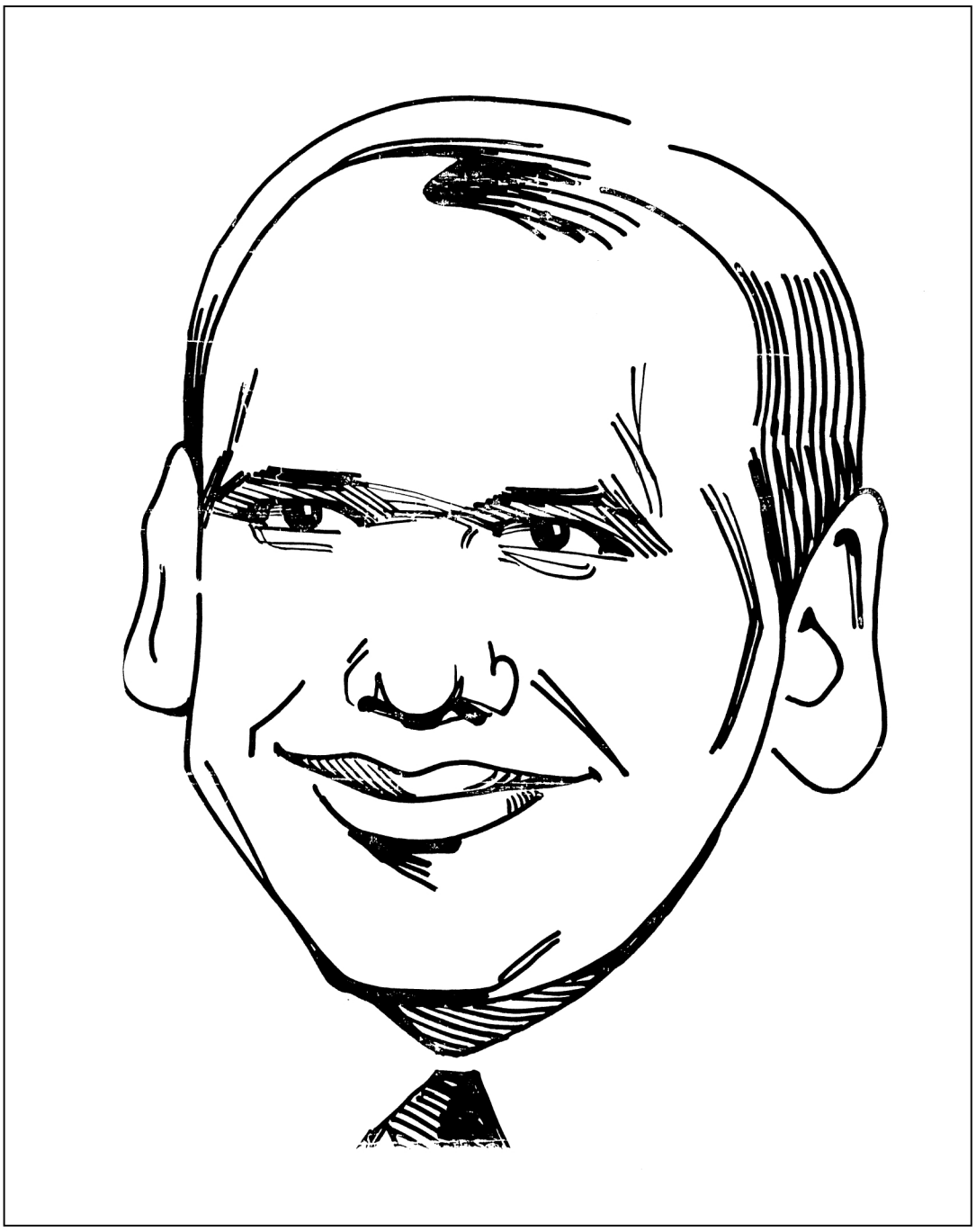
*I. V. Sysoev*, Ph.D., Professor, Saratov State University (Saratov, Russia)
*A. N. Chumachenko*, Ph.D., Professor, Saratov State University (Saratov, Russia)

MANAGING EDITOR

*M. V. Sysoeva*, Ph.D., Professor, Saratov State University (Saratov, Russia)

EDITORIAL BOARD

*V. M. Anikin*, Ph.D., Professor, Saratov State University (Saratov, Russia)
*B. P. Bezruchko*, Ph.D., Professor, Saratov State University (Saratov, Russia)
*S. Boccaletti*, Ph.D., Institute for Complex Systems of the NRC (Florence, Italy)
*A. M. Bykov*, Corresponding Member of the RAS, Ph.D., Professor, Ioffe Institute (Saint-Petersburg, Russia)
*N. S. Ginzburg*, Corresponding Member of the RAS, Ph.D., Professor, Institute of Applied Physics of the RAS (Nizhny Novgorod, Russia)
*S. V. Gonchenko*, Ph.D., Professor, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod (Nizhny Novgorod, Russia)
*A. S. Dmitriev*, Ph.D., Professor, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS (Moscow, Russia)
*O. I. Kanakov*, Ph.D., Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod (Nizhny Novgorod, Russia)
*S. A. Kashchenko*, Ph.D., Professor, P. G. Demidov Yaroslavl State University (Yaroslavl, Russia)
*A. V. Kraskov*, Ph.D., Newcastle University (Newcastle, UK)
*N. V. Kuznetsov*, Corresponding Member of the RAS, Ph.D., Professor, Saint-Petersburg University (Saint-Petersburg, Russia)
*G. G. Malinetskiy*, Ph.D., Professor, Keldysh Institute of Applied Mathematics of the RAS (Moscow, Russia)
*V. V. Matrosov*, Ph.D., Professor, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod (Nizhny Novgorod, Russia)
*A. B. Neiman*, Ph.D., Professor, Ohio University (Ohio, USA)
*V. I. Nekorkin*, Corresponding Member of the RAS, Ph.D., Professor, Institute of Applied Physics of the RAS (Nizhny Novgorod, Russia)
*A. N. Pisarchik*, Ph.D., Professor, Universidad Politecnica de Madrid (Madrid, Spain)
*A. V. Porubov*, Ph.D., Professor, Institute of Problems of Mechanical Engineering of the RAS (Saint-Petersburg, Russia)
*V. V. Tuchin*, Corresponding Member of the RAS, Ph.D., Professor, Saratov State University (Saratov, Russia)
*A. M. Feigin*, Ph.D., Professor, Institute of Applied Physics of the RAS (Nizhny Novgorod, Russia)
*E. Ya. Frisman*, Corresponding Member of the RAS, Ph.D., Professor, Institute for Complex Analysis of Regional Problems of the RAS (Birobidzhan, Russia)
*A. E. Hramov*, Corresponding Member of the RAS, Ph.D., Professor, Plekhanov Russian University of Economics (Moscow, Russia)
*V. A. Tsarev*, Ph.D., Professor, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov (Saratov, Russia)
*V. A. Cherepenin*, Member of the RAS, Ph.D., Professor, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS (Moscow, Russia)
*M. V. Shitikova*, Ph.D., Professor, Voronezh State Technical University (Voronezh, Russia)
*V. G. Yakhno*, Ph.D., Professor, Institute of Applied Physics of the RAS (Nizhny Novgorod, Russia)



Ю. П. Шараевский. Дружеский шарж Д. В. Соколова

ISSN 0869-6632