

### Магнитные метаповерхности с металлическими включениями

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

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия

<sup>2</sup>Эксетерский университет, Эксетер, Англия

<sup>3</sup>MaxLLG Ltd., Эксетер, Англия

<sup>4</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия  
E-mail: amelchenko.mar@gmail.com, bir.evstegneeva.1997@gmail.com,  
F.Y.Ogrin@exeter.ac.uk, odinoff@gmail.com, dmitrii.romanenk@mail.ru,  
sadvnikovav@gmail.com, nikitov@cplire.ru, ✉sergrsh@yandex.ru

Поступила в редакцию 1.08.2022, принята к публикации 27.08.2022, опубликована 30.09.2022

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

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

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

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

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

Article

DOI: 10.18500/0869-6632-003007

## Magnetic metasurfaces with metallic inclusions

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

<sup>1</sup>Saratov State University, Russia

<sup>2</sup>The University of Exeter, Exeter, England

<sup>3</sup>MaxLLG Ltd., England

<sup>4</sup>Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow, Russia

E-mail: amelchenko.mar@gmail.com, bir.evstegneeva.1997@gmail.com,

F.Y.Ogrin@exeter.ac.uk, odinoff@gmail.com, dmitrii.romanenk@mail.ru,

sadovnikovav@gmail.com, nikitov@cplire.ru, ✉sergrsh@yandex.ru

Received 1.08.2022, accepted 27.08.2022, published 30.09.2022

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

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

**Acknowledgements.** We would like to acknowledge Ian Wellaway, the software engineer, for technical support in installation and exploitation of MaxLGG software. The work was supported by a grant from the Russian Science Foundation, project № 19-79-20121.

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

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

## Введение

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

# 1. Магнитная метаповерхность с немагнитными металлическими включениями

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

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

$$\overleftrightarrow{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & j\mu_a & 0 \\ -j\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (1)$$

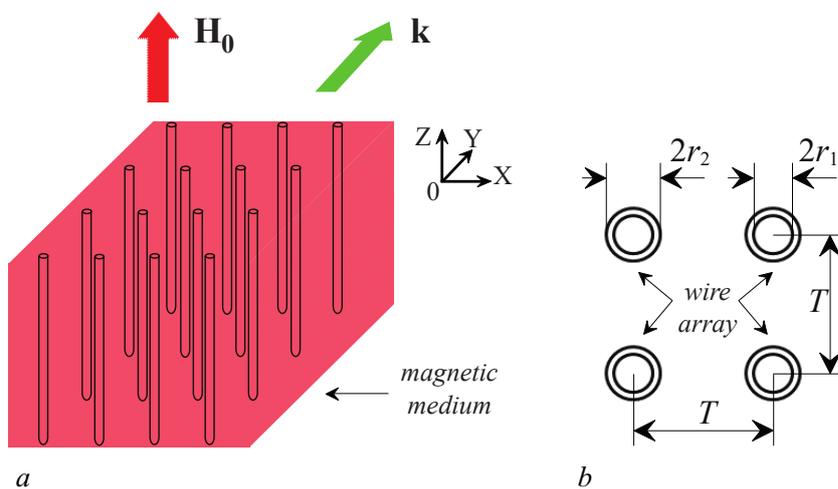


Рис. 1. Схематические изображения поперечно намагниченной магнитной метаповерхности (a) и 2D периодической структуры (вид сверху) из тонких проволок радиусом  $r_1$ , окруженных немагнитным изолятором радиусом  $r_2$  (b)

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

где диагональные  $\mu$  и недиагональные  $\mu_a$  компоненты тензора являются частотно зависимыми величинами. Так, для ФМ

$$\begin{aligned}\mu &= [\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2]/(\omega_H^2 - \omega^2), \\ \mu_a &= \omega_M\omega/(\omega_H^2 - \omega^2),\end{aligned}\quad (2)$$

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

$$\begin{aligned}\mu &= 1 + 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A (\omega_+ \omega_- - \omega^2) / [(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)], \\ \mu_a &= 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A \omega (\omega_- - \omega_+) / [(\omega_+^2 - \omega^2)(\omega_-^2 - \omega^2)],\end{aligned}\quad (3)$$

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

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

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

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

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

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

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

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

$\alpha_{\perp} = \epsilon_f \omega \omega_{p\perp}^2 / \sigma_{\text{eff}}$ ,  $\epsilon_f = \epsilon_0 \epsilon_r$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость магнетика,  $\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$  — электрическая постоянная,  $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $\epsilon_r$  — относительная диэлектрическая проницаемость магнетика,  $\sigma_{\text{eff}} = \pi r_1^2 \sigma / T^2$  — эффективная проводимость проволочной структуры,  $\sigma$  — электрическая проводимость проволоки. Выражение (6) было получено в предположении однородности плотности тока, протекающего через проволоку. Данное предположение выполняется, когда радиус проволоки является намного меньше глубины скин-слоя  $\delta$ , то есть  $r_1 \ll \delta = (2/\mu_0 \sigma \omega)^{1/2}$  [6].

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

$$\omega_{\perp} < \omega < \omega_{ar},\quad (8)$$

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

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

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

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

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

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

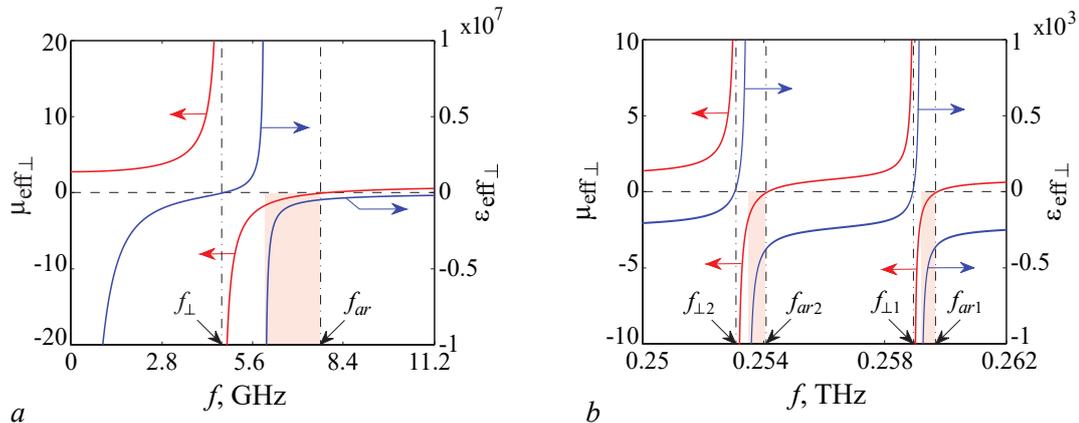


Рис. 2. Частотные зависимости эффективных магнитной  $\mu_{\text{eff}\perp}$  и диэлектрической  $\varepsilon_{\text{eff}\perp}$  проницаемостей для поперечно намагниченного ФМ-метаматериала (*a*) и АФМ-метаматериала (*b*). На (*a*) расчеты выполнены для  $M_0 = 139.3$  Гс, на (*b*) — для  $H_E = 515$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

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

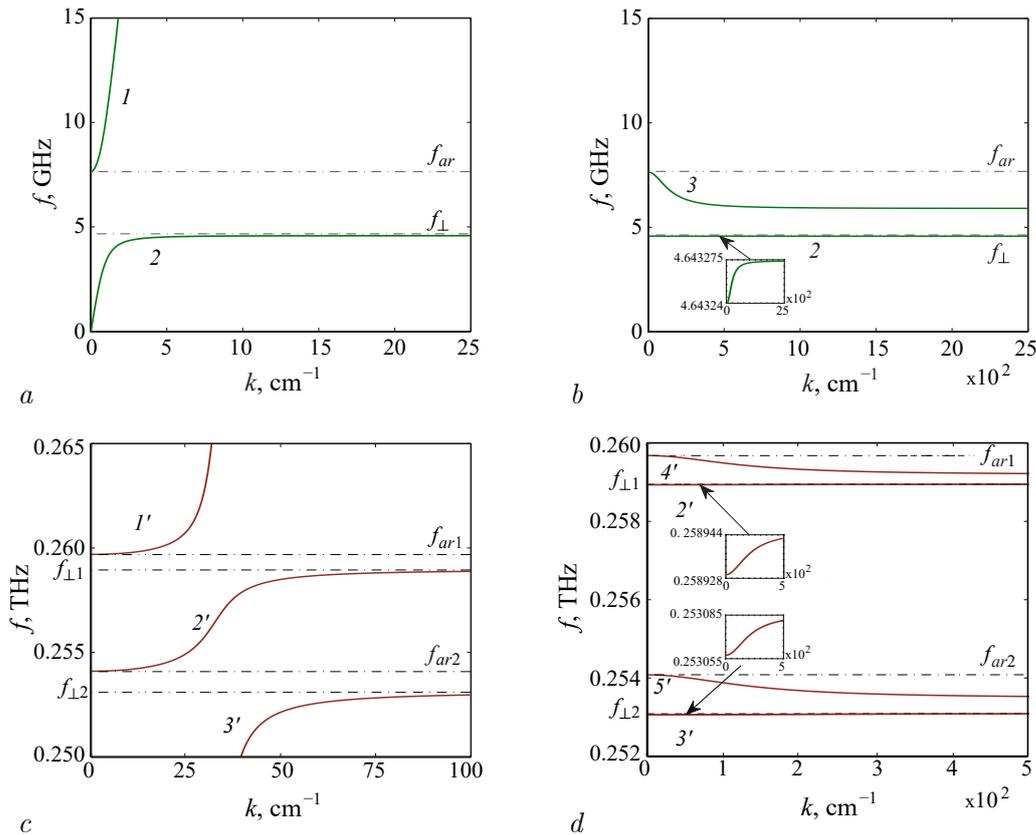


Рис. 3. Дисперсионные характеристики необыкновенных быстрых (кривые 1 и 1') и медленных (кривые 2, 3, 2'-5') ТЕ-ЭМВ, рассчитанные для поперечно намагниченных ФМ-среды (а) и ФМ-метаматериала (b), а также АФМ-среды (с) и АФМ-метаматериала (d). Расчеты выполнены для  $\omega_{p\perp} = 0$  (a, c) и для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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

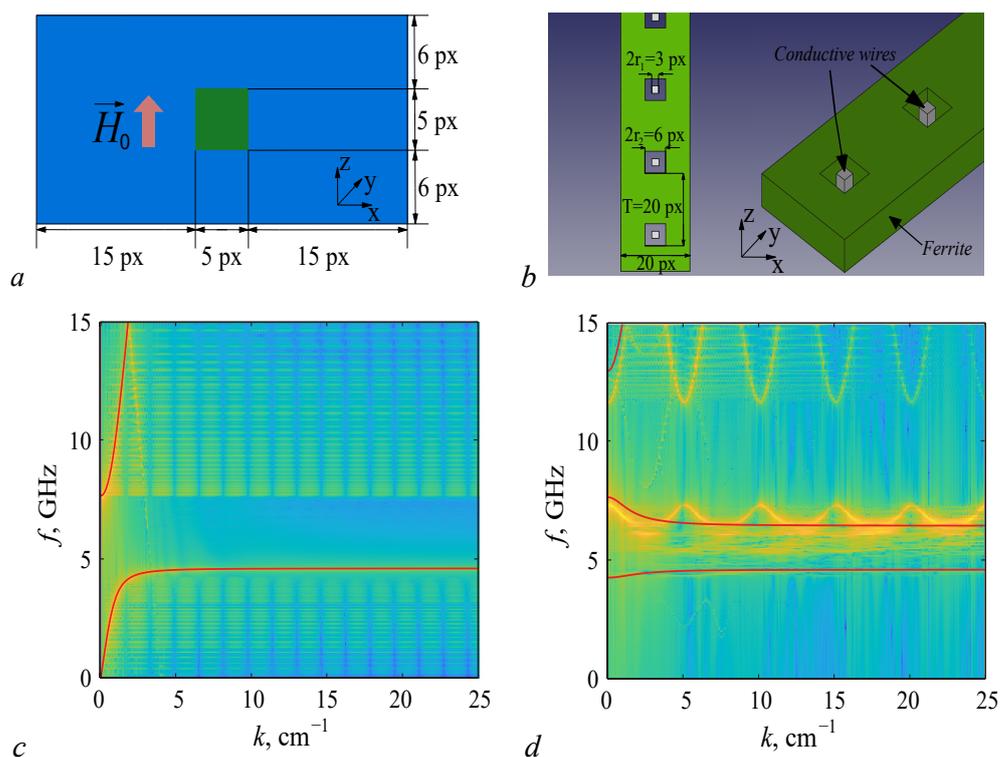


Рис. 4. *a* – Изображение поперечного сечения ФМ-среды (зеленый квадрат) и окружающей ее области со свойствами вакуума (синие элементы) в программе MaxLLG; *b* – трехмерная численная модель ФМ-метаматериала, созданная с помощью программного обеспечения FreeCad. *c*, *d* – ДХ быстрой и медленной ЭМВ в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

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

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

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

## 2. Магнитная метаповерхность с магнитными металлическими включениями

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

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

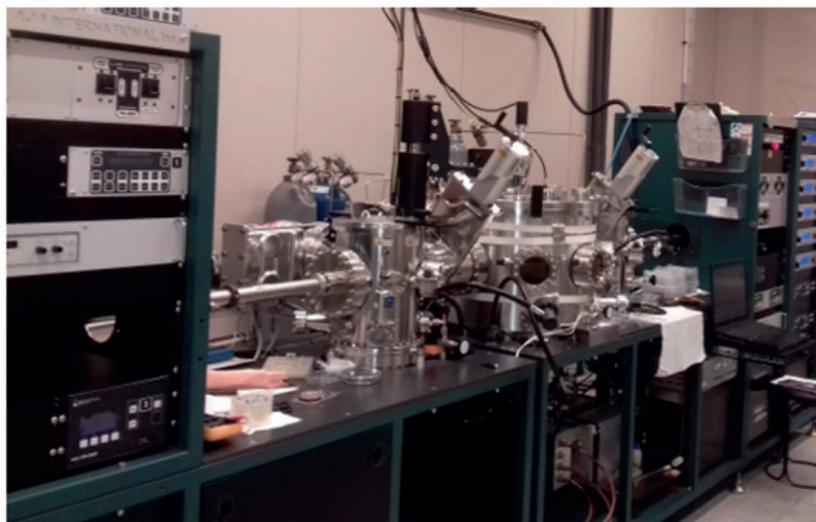


Рис. 5. Внешний вид многофункционального сверхвысоковакуумного комплекса магнетронного осаждения и установки магнетронного напыления

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

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

и приема МСВ, бегущих в ЖИГ-волноводе, использовались входной и выходной микрополосковые преобразователи шириной 50 мкм, которые с одного конца закорочены на землю, а с другого конца подключены к генератору и нагрузке (рис. 6, b). Микрополосковые преобразователи такой ширины способны возбуждать МСВ с минимальной длиной волны 100 мкм [41], которая сравнима с максимальным значением периода  $T$  и намного больше его минимального значения. 2D-решетка из пермалловых дисков расположена симметрично между микрополосковыми преобразователями, которые разнесены друг относительно друга на расстояние 7 мм. Внешнее постоянное магнитное поле  $H_0$  прикладывалось касательно к поверхности бикомпонентной магнитной метаповерхности и ортогонально направлению распространения МСВ. При такой конфигурации поля в ЖИГ-волноводе распространяется ПМСВ.

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

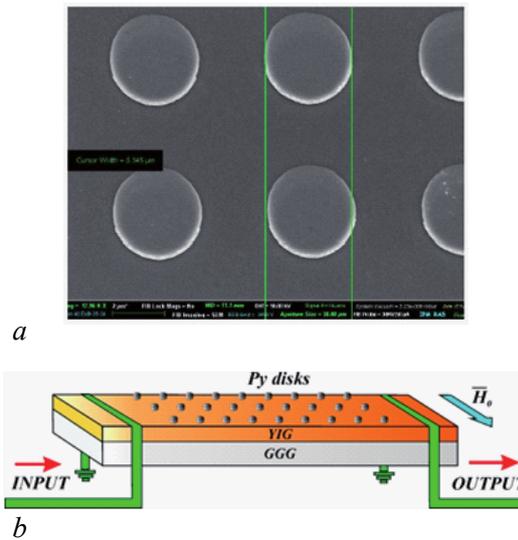


Рис. 6. *a* – Фотография фрагмента бикомпонентной магнитной метаповерхности, полученная с помощью электронного микроскопа. *b* – Схематическое изображение спин-волновой линии передачи на основе бикомпонентной магнитной метаповерхности

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

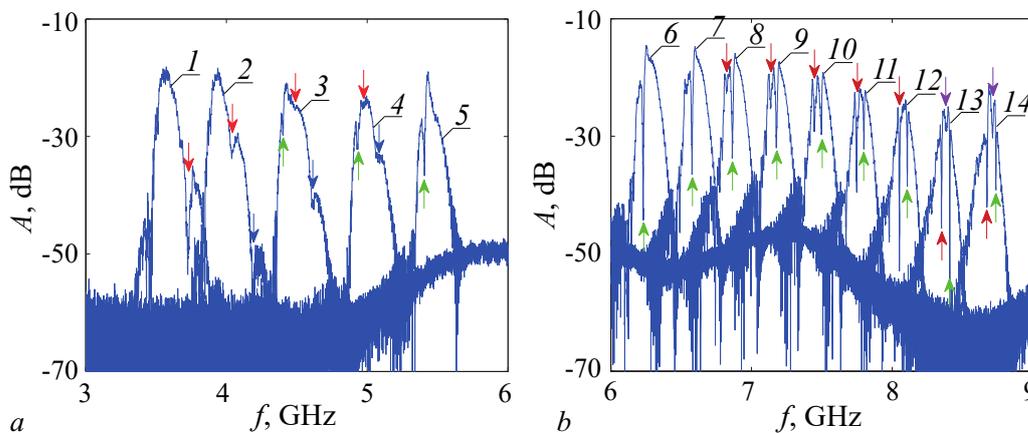


Рис. 7. АЧХ спин-волновой линии передачи на основе бикомпонентной магнитной метаповерхности с  $D = 50$  мкм и  $T = 100$  мкм, демонстрирующие управление полосами непропускания в диапазоне частот 3...6 ГГц (*a*) и 6...9 ГГц (*b*) за счет изменения напряженности поля  $H_0$ , Э: 578 (кривая 1), 691 (2),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

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

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

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

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

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

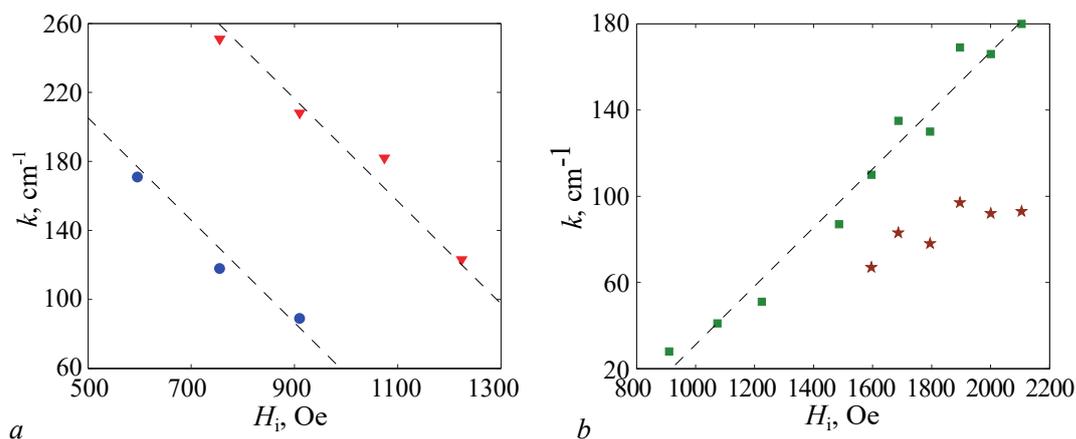


Рис. 8. Зависимости волновых чисел ПМСВ  $k$ , соответствующих центральным частотам двух высокочастотных (а) и двух низкочастотных (б) полос непропускания бикомпонентной магнитной метаповерхности, от величины внутреннего магнитного поля  $H_i$

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

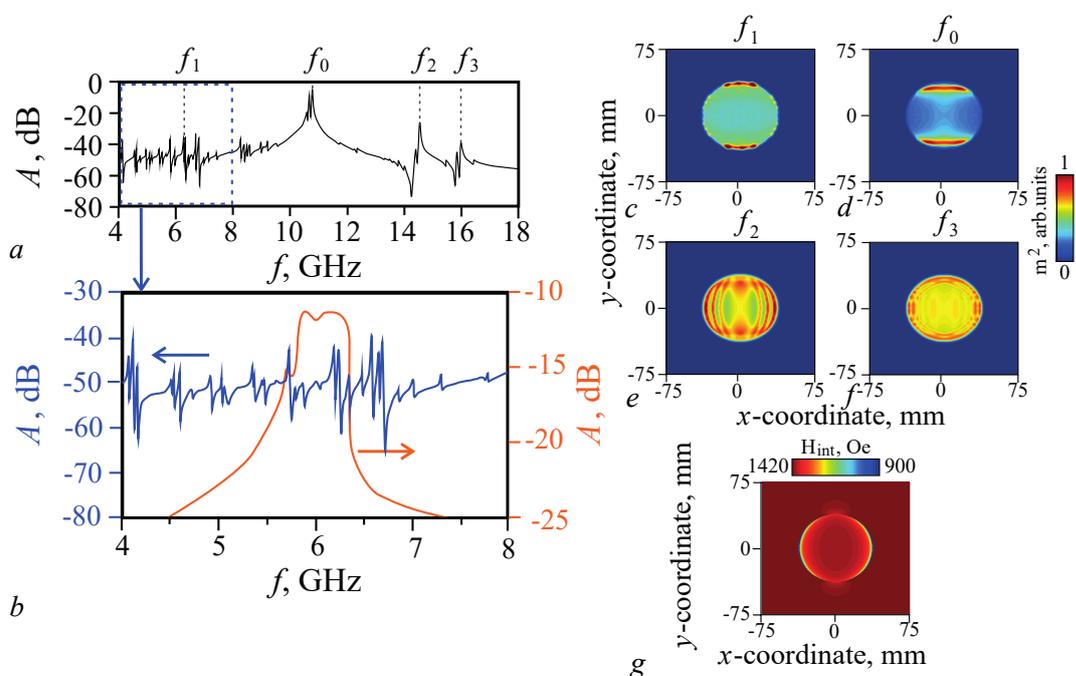


Рис. 9. АЧХ пермаллового диска с  $D = 50$  мкм,  $h = 200$  нм и  $M_0 = 796$  Гс, находящегося во внешнем постоянном магнитном поле  $H_0 = 1420$  Э, (а) и сравнение ее с АЧХ ЖИГ-волновода (оранжевая кривая), параметры которого также взяты из эксперимента (б); карты распределения квадрата амплитуды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

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

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

Известия вузов. ПНД, 2022, т. 30, № 5

частота  $f_0$  основного (фундаментального) типа колебаний которого, в отличие от традиционного (немагнитного) резонатора, не является наименьшей. При поперечном намагничивании она находится вблизи частоты  $f_{\perp} = \sqrt{f_H(f_H + f_M)} = 11.275$  ГГц, а частоты последующих типов колебаний (см. рис. 9, *a, c-f*) могут располагаться как выше по частоте, приходясь на частотный спектр ПМСВ для пермаллоя, так и ниже по частоте, приходясь на частотный спектр ООМСВ для пермаллоя. Такая особенность магнитного резонатора обусловлена наличием у него сильно неоднородного внутреннего магнитного поля (см. рис. 9, *g*), распределением и величиной которого можно управлять, изменяя диаметр резонатора и напряженность внешнего постоянного магнитного поля. От величины последнего зависит также и частотное расположение спектра ПМСВ, распространяющейся в ЖИГ-волноводе (см. рис. 9, *b*). Подбирая магнитные параметры системы, можно добиться такой ситуации, когда некоторые из собственных мод магнитного резонатора будут попадать в спектр бегущей ПМСВ. Как следует из результатов, представленных на рис. 9, *b*, при  $H_0 = 1420$  Э в полосу ПМСВ попадает как минимум одна из собственных мод пермаллового резонатора, возбуждение которой поверхностной МСВ приводит к поглощению энергии последней и к образованию на данной частоте полосы непропускания. Необходимо отметить, что и в эксперименте при том же значении поля в спектре ПМСВ наблюдается всего одна полоса непропускания (см. рис. 7, *b* – кривая *b*).

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

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

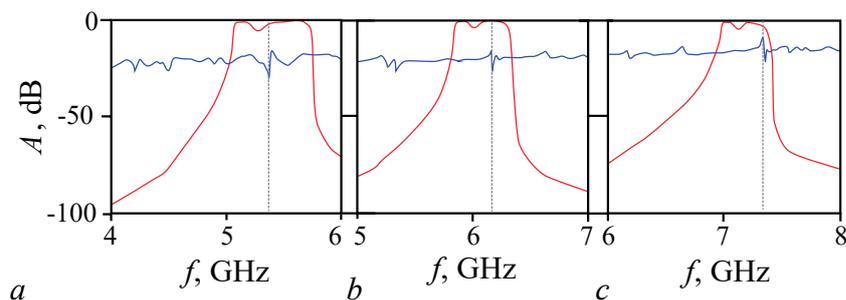


Рис. 10. АЧХ пермаллового диска с  $D = 3$  мкм (синяя кривая) и ЖИГ-волновода (красная кривая), рассчитанные для нескольких значений внешнего постоянного магнитного поля  $H_0$ : 847 Э (*a*), 1420 Э (*b*) и 1745 Э (*c*). Пунктирной линией на всех рисунках показана частота одной из собственных мод пермаллового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

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

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

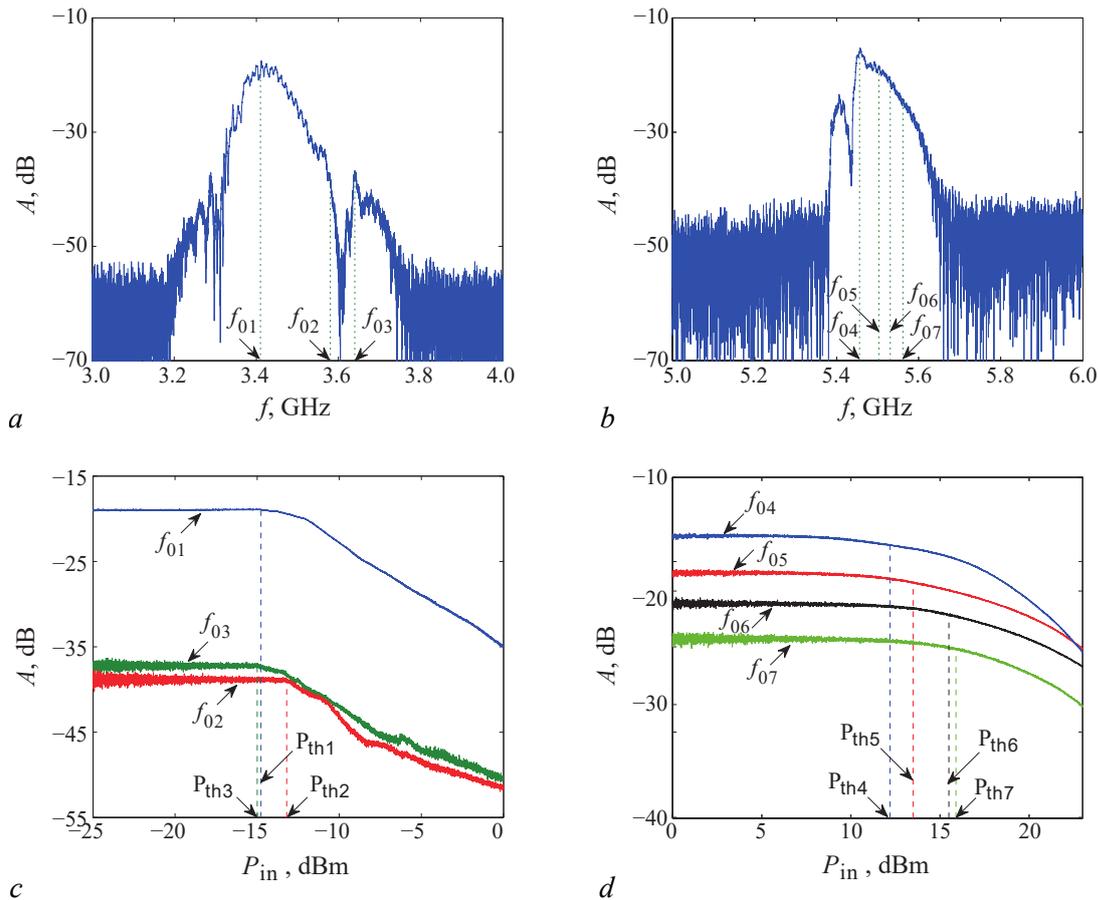


Рис. 11. АЧХ (a, b) и мощностные характеристики (c, d) спин-волновой линии передачи на основе бикомпонентной магнитной метаповерхности, измеренные при двух значениях поля  $H_0$ : 530 Э (a, c) и 1190 Э (b, d). Измерения выполнены для метаповерхности с диаметром и периодом пермаллоевых дисков  $D = 50$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

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

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

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

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

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

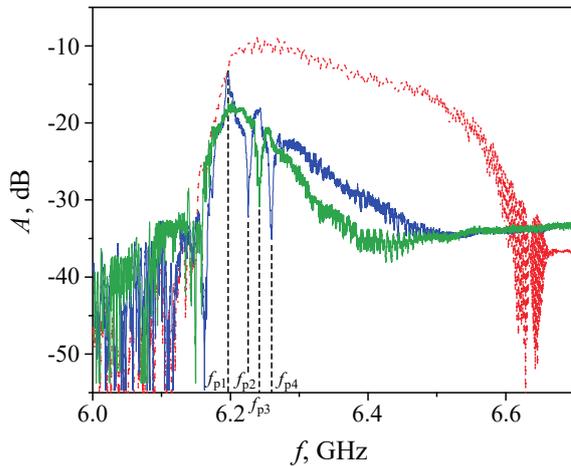


Рис. 12. АЧХ спин-волновой линии передачи на основе бикомпонентной магнитной метаповерхности с 2D-решеткой из пермаллоевых дисков с  $D = 50$  мкм и  $T = 100$  мкм, измеренные в линейном режиме для напряженности внешнего постоянного магнитного поля  $H_0 = 1400$  Э (синяя кривая) и  $H_0 = -1400$  Э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

Fig. 12. The AFCs of the spin-wave transmission line based on the bicomponent magnetic metasurface with the 2D lattice of the permalloy disks with  $D = 50 \mu\text{m}$  and  $T = 100 \mu\text{m}$ , measured in the linear mode for the strength of the external static magnetic field  $H_0 = 1400$  Oe (blue curve) and  $H_0 = -1400$  Oe (green curve). The AFC of the spin-wave transmission line based on the homogeneous YIG film is marked by the red dotted line. The dotted lines show the frequencies for the MBLS experiment (color online)

Объяснение этому следующее. При противоположном направлении поля  $H_0$  ПМСВ начинает эффективно распространяться вдоль противоположной поверхности ЖИГ-волновода, которая не граничит с решеткой из пермаллоевых дисков. В результате этого происходит изменение не только дисперсии ПМСВ, но и внутреннего магнитного поля как в самом ЖИГ-волноводе, так и в пермаллоевых дисках, контактирующих с его поверхностью. В этом случае собственным модам пермаллоевых дисков начинают соответствовать другие волновые числа ПМСВ, бегущей в ЖИГ-волноводе, и, как следствие этого, полосы поглощения будут наблюдаться на других частотах. Кроме того, спектр ПМСВ при двух направлениях магнитного поля находится на частотах выше 4.9 ГГц, где для ПМСВ, распространяющейся в свободной пленке ЖИГ, трехволновые процессы распада запрещены [53]. Однако для пермаллоя трехволновые процессы распада стоячих ООМСВ будут разрешены, так как эти процессы наблюдаются на частотах вплоть до 18.7 ГГц.

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

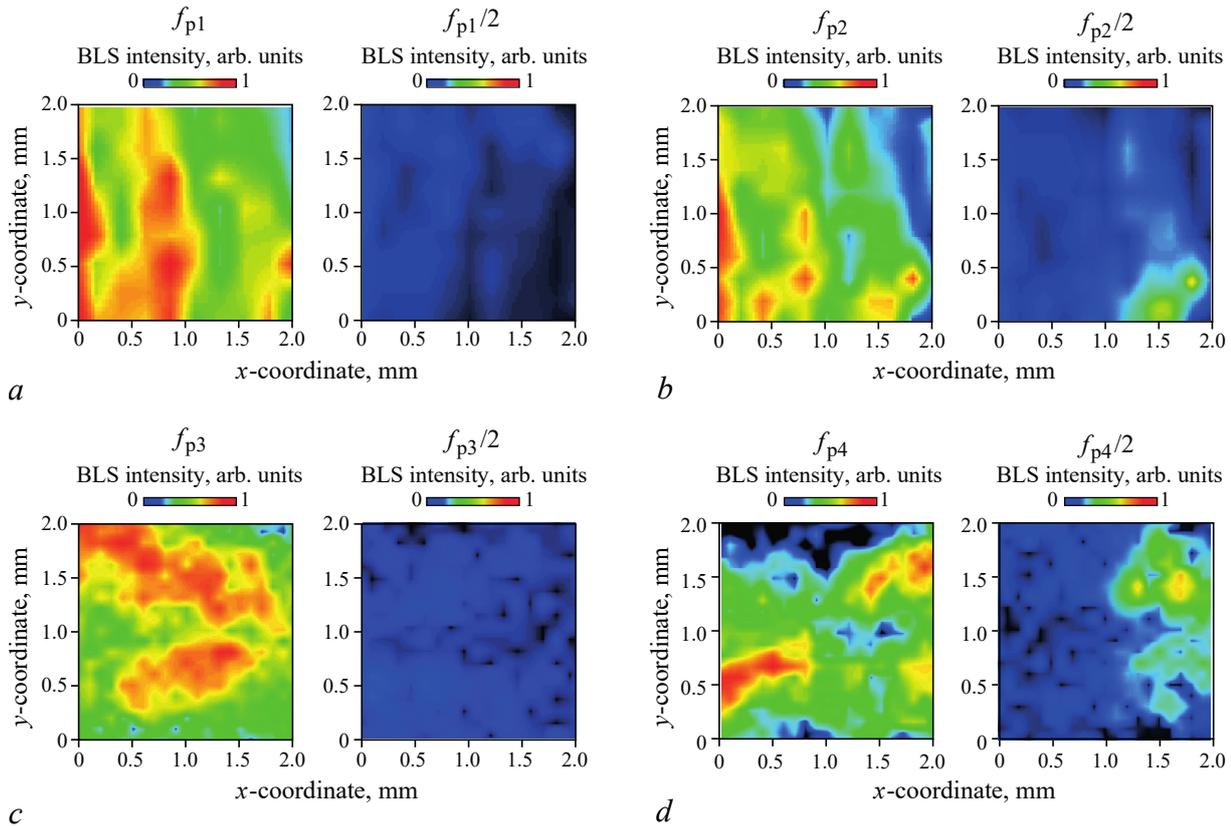


Рис. 13. Пространственные распределения намагниченности ПМСВ (левые панели на (a–d)) и параметрически возбуждаемых СВ (правые панели на (a–d)) бикомпонентной магнитной метаповерхности с 2D-решеткой из пермаллоевых дисков с  $D = 50$  мкм и  $T = 100$  мкм, измеренные с помощью установки МБРС. Распределения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

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

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

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

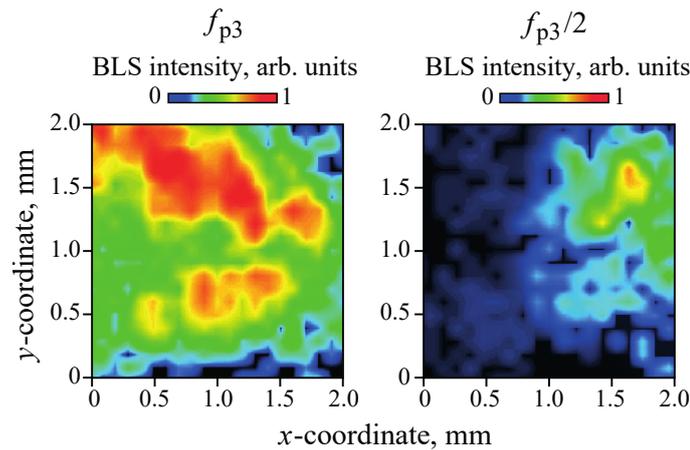


Рис. 14. Пространственные распределения намагниченности ПМСВ (левая панель) и параметрически возбуждаемых СВ (правая панель) бикомпонентной магнитной метаповерхности с 2D решеткой из пермаллоевых дисков с  $D = 50$  мкм и  $T = 100$  мкм, измеренные с помощью установки МБРС. Распределения получены для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

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

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

### Заключение

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

### Список литературы

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

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

- simultaneously negative permeability and permittivity // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84, no. 18. P. 4184–4187. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.4184.
4. *Pendry J. B.* Negative refraction makes a perfect lens // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 85, no. 18. P. 3966–3969. DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.3966.
  5. *Шараевский Ю. П.* «Левые» среды. Чем они интересны? // *Известия вузов. ПНД.* 2012. Т. 20, № 1. С. 33–42. DOI: 10.18500/0869-6632-2012-20-1-33-42.
  6. *Schurig D., Mock J. J., Justice B. J., Cummer S. A., Pendry J. B., Starr A. F., Smith D. R.* Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies // *Science.* 2006. Vol. 314, no. 5801. P. 977–980. DOI: 10.1126/science.1133628.
  7. *Soukoulis C. M., Wegener M.* Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials // *Nature Photonics.* 2011. Vol. 5, no. 9. P. 523–530. DOI: 10.1038/nphoton.2011.154.
  8. *Kildishev A. V., Boltasseva A., Shalaev V. M.* Planar photonics with metasurfaces // *Science.* 2013. Vol. 339, no. 6125. P. 1232009. DOI: 10.1126/science.1232009.
  9. *Glybovski S. B., Tretyakov S. A., Belov P. A., Kivshar Y. S., Simovski C. R.* Metasurfaces: From microwaves to visible // *Physics Reports.* 2016. Vol. 634. P. 1–72. DOI: 10.1016/j.physrep.2016.04.004.
  10. *Chen H.-T., Taylor A. J., Yu N.* A review of metasurfaces: physics and applications // *Rep. Prog. Phys.* 2016. Vol. 79, no. 7. P. 076401. DOI: 10.1088/0034-4885/79/7/076401.
  11. *Ремнев М. А., Климов В. В.* Метаповерхности: новый взгляд на уравнения Максвелла и новые методы управления светом // *УФН.* 2018. Т. 188, № 2. С. 169–205. DOI: 10.3367/UFNr.2017.08.038192.
  12. *Беспярых Ю. И., Бугаев А. С., Дикштейн И. Е.* Поверхностные поляритоны в композитных средах с временной дисперсией диэлектрической и магнитной проницаемостей // *ФТТ.* 2001. Т. 43, № 11. С. 2043–2047.
  13. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* Возникновение отрицательного коэффициента преломления при распространении поверхностной магнитостатической волны через границу раздела сред феррит – феррит-диэлектрик-металл // *УФН.* 2004. Т. 174, № 6. С. 657–662. DOI: 10.3367/UFNr.0174.200406e.0657.
  14. *Dewar G.* Minimization of losses in a structure having a negative index of refraction // *New J. Phys.* 2005. Vol. 7. P. 161. DOI: 10.1088/1367-2630/7/1/161.
  15. *He Y., He P., Yoon S. D., Parimi P. V., Rachford F. J., Harris V. G., Vittoria C.* Tunable negative index metamaterial using yttrium iron garnet // *J. Magn. Magn. Mater.* 2007. Vol. 313, no. 1. P. 187–191. DOI: 10.1016/j.jmmm.2006.12.031.
  16. *Zhao H., Zhou J., Zhao Q., Li B., Kang L., Bai Y.* Magnetotunable left-handed material consisting of yttrium iron garnet slab and metallic wires // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 91, no. 13. P. 131107. DOI: 10.1063/1.2790500.
  17. *Bi K., Zhou J., Zhao H., Liu X., Lan C.* Tunable dual-band negative refractive index in ferrite-based metamaterials // *Opt. Express.* 2013. Vol. 21, no. 9. P. 10746–10752. DOI: 10.1364/OE.21.010746.
  18. *Rachford F. J., Armstead D. N., Harris V. G., Vittoria C.* Simulations of ferrite-dielectric-wire composite negative index materials // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 99, no. 5. P. 057202. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.057202.
  19. *Гуревич А. Г.* Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1960. 407 с.
  20. *Huang Y.-J., Wen G.-J., Li T.-Q., Li J. L.-W., Xie K.* Design and characterization of tunable terahertz metamaterials with broad bandwidth and low loss // *IEEE AWP Letters.* 2012. Vol. 11. P. 264–267. DOI: 10.1109/LAWP.2012.2189090.
  21. *Гришин С. В., Амельченко М. Д., Шараевский Ю. П., Никитов С. А.* Дважды отрицательные среды на основе антиферромагнитных метаматериалов для терагерцевого диапазона частот // *Письма в ЖТФ.* 2021. Т. 47, № 18. С. 32–35. DOI: 10.21883/PJTF.2021.18.51470.18873.

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

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

39. *Malagó P., Giovannini L., Zivieri R., Gruszecki P., Krawczyk M.* Spin-wave dynamics in permalloy/cobalt magnonic crystals in the presence of a nonmagnetic spacer // *Phys. Rev. B.* 2015. Vol. 92, no. 6. P. 064416. DOI: 10.1103/PhysRevB.92.064416.
40. *Gubbiotti G., Tacchi S., Madami M., Carlotti G., Yang Z., Ding J., Adeyeye A. O., Kostylev M.* Collective spin excitations in bicomponent magnonic crystals consisting of bilayer permalloy/Fe nanowires // *Phys. Rev. B.* 2016. Vol. 93, no. 18. P. 184411. DOI: 10.1103/PhysRevB.93.184411.
41. *Высоцкий С. Л., Хивинцев Ю. В., Сахаров В. К., Новицкий Н. Н., Дудко Г. М., Стогний А. И., Филимонов Ю. А.* Поверхностные магнитостатические волны в пленках железо-иттриевого граната с поверхностной субволновой метаструктурой из пленки пермаллоя // *ФТТ.* 2020. Т. 62, № 9 (91347). С. 1494–1498. DOI: 10.21883/FTT.2020.09.49775.12Н.
42. *Lazcano-Ortiz Z., Ordóñez-Romero C. L., Domínguez-Juárez J. L., Monsivais G., Quintero-Torres R., Matatagui D., Fragoso-Mora J. R., Qureshi N., Kolokoltsev O.* Magnonic crystal with strips of magnetic nanoparticles: Modeling and experimental realization via a dip-coating technique // *Magnetochemistry.* 2021. Vol. 7, no. 12. P. 155. DOI: 10.3390/magnetochemistry7120155.
43. *Львов В. С.* Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987. 272 с.
44. *Устинов А. Б., Григорьева Н. Ю., Калинико Б. А.* Наблюдение солитонов огибающей спиновых волн в периодических магнитных пленочных структурах // *Письма в ЖЭТФ.* 2008. Т. 88, № 1. С. 34–39.
45. *Дроздовский А. В., Черкасский М. А., Устинов А. Б., Ковшиков Н. Г., Калинико Б. А.* Образование солитонов огибающей при распространении спин-волновых пакетов в тонкопленочных магнетонных кристаллах // *Письма в ЖЭТФ.* 2010. Т. 91, № 1. С. 17–22.
46. *Sheshukova S. E., Morozova M. A., Beginin E. N., Sharaevskii Y. P., Nikitov S. A.* Formation of gap solitons in a finite magnonic crystal // *Phys. Wave Phen.* 2013. Vol. 21, no. 4. P. 304–309. DOI: 10.3103/S1541308X13040134.
47. *Grishin S. V., Moskalenko O. I., Pavlov A. N., Romanenko D. V., Sadovnikov A. V., Sharaevskii Y. P., Sysoev I. V., Medvedeva T. M., Seleznev E. P., Nikitov S. A.* Space-quasiperiodic and time-chaotic parametric patterns in a magnonic quasicrystal active ring resonator // *Phys. Rev. Appl.* 2021. Vol. 16, no. 5. P. 054029. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.16.054029.
48. *Кившарь Ю. С., Агравал Г. П.* Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
49. *Гуревич А. Г., Мелков Г. А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
50. *Медников А. М.* Нелинейные эффекты при распространении поверхностных спиновых волн в пленках ЖИГ // *ФТТ.* 1981. Т. 23, № 1. С. 242–245.
51. *Темирязев А. Г.* Механизм преобразования частоты поверхностной магнитостатической волны в условиях трехмагнетонного распада // *ФТТ.* 1987. Т. 29, № 2. С. 313–319.
52. *Мелков Г. А., Шолом С. В.* Параметрическое возбуждение спиновых волн поверхностной магнитостатической волной // *ЖЭТФ.* 1989. Т. 96, № 2(8). С. 712–719.
53. *Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П.* Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993. 312 с.
54. *Кожевников А. В., Дудко Г. М., Хивинцев Ю. В., Сахаров В. К., Высоцкий С. Л., Никулин Ю. В., Павлов Е. С., Хитун А. Г., Филимонов Ю. А.* Влияние направления магнитного поля на спектр выходных сигналов спиновых волн при трехмагнетонном распаде поверхностных магнитостатических волн в кресте на основе волноводов из пленки железо-иттриевого граната // *Известия вузов. ПНД.* 2020. Т. 28, № 2. С. 168–185. DOI: 10.18500/0869-6632-2020-28-2-168-185.

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

## References

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

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

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

29. Popov PA, Sharaevskaya AY, Beginin EN, Sadovnikov AV, Stognij AI, Kalyabin DV, Nikitov SA. Spin wave propagation in three-dimensional magnonic crystals and coupled structures. *J. Magn. Magn. Mater.* 2019;476:423–427. DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.12.008.
30. Khitun A, Bao M, Wang KL. Magnonic logic circuits. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010;43(26):264005. DOI: 10.1088/0022-3727/43/26/264005.
31. Zakeri K. Magnonic crystals: towards terahertz frequencies. *J. Phys. Condens. Matter.* 2020;32(36):363001. DOI: 10.1088/1361-648X/ab88f2.
32. Wang ZK, Zhang VL, Lim HS, Ng SC, Kuok MH, Jain S, Adeyeye AO. Observation of frequency band gaps in a one-dimensional nanostructured magnonic crystal. *Appl. Phys. Lett.* 2009;94(8):083112. DOI: 10.1063/1.3089839.
33. Sokolovskyy ML, Krawczyk M. The magnetostatic modes in planar one-dimensional magnonic crystals with nanoscale sizes. *J. Nanopart. Res.* 2011;13(11):6085–6091. DOI: 10.1007/s11051-011-0303-5.
34. Zhang VL, Lim HS, Lin CS, Wang ZK, Ng SC, Kuok MH, Jain S, Adeyeye AO, Cottam MG. Ferromagnetic and antiferromagnetic spin-wave dispersions in a dipole-exchange coupled bi-component magnonic crystal. *Appl. Phys. Lett.* 2011;99(14):143118. DOI: 10.1063/1.3647952.
35. Duerr G, Madami M, Neusser S, Tacchi S, Gubbiotti G, Carlotti G, Grundler D. Spatial control of spin-wave modes in Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> antidot lattices by embedded Co nanodisks. *Appl. Phys. Lett.* 2011;99(20):202502. DOI: 10.1063/1.3662841.
36. Tacchi S, Duerr G, Klos JW, Madami M, Neusser S, Gubbiotti G, Carlotti G, Krawczyk M, Grundler D. Forbidden band gaps in the spin-wave spectrum of a two-dimensional bicomponent magnonic crystal. *Phys. Rev. Lett.* 2012;109(13):137202. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.137202.
37. Gubbiotti G, Tacchi S, Madami M, Carlotti G, Jain S, Adeyeye AO, Kostylev MP. Collective spin waves in a bicomponent two-dimensional magnonic crystal. *Appl. Phys. Lett.* 2012;100(16):162407. DOI: 10.1063/1.4704659.
38. Zivieri R. Bandgaps and demagnetizing effects in a Py/Co magnonic crystal. *IEEE Trans. Magn.* 2014;50(11):1100304. DOI: 10.1109/TMAG.2014.2324174.
39. Malagó P, Giovannini L, Zivieri R, Gruszecki P, Krawczyk M. Spin-wave dynamics in permalloy/cobalt magnonic crystals in the presence of a nonmagnetic spacer. *Phys. Rev. B.* 2015;92(6):064416. DOI: 10.1103/PhysRevB.92.064416.
40. Gubbiotti G, Tacchi S, Madami M, Carlotti G, Yang Z, Ding J, Adeyeye AO, Kostylev M. Collective spin excitations in bicomponent magnonic crystals consisting of bilayer permalloy/Fe nanowires. *Phys. Rev. B.* 2016;93(18):184411. DOI: 10.1103/PhysRevB.93.184411.
41. Vysotskii SL, Khivintsev YV, Sakharov VK, Novitskii NN, Dudko GM, Stognii AI, Filimonov YA. Surface magnetostatic waves in yttrium–iron garnet with the surface subwave metastructure of a permalloy film. *Physics of the Solid State.* 2020;62(9):1659–1663. DOI: 10.1134/S1063783420090334.
42. Lazcano-Ortiz Z, Ordóñez-Romero CL, Domínguez-Juárez JL, Monsivais G, Quintero-Torres R, Matatagui D, Fragoso-Mora JR, Qureshi N, Kolokoltsev O. Magnonic crystal with strips of magnetic nanoparticles: Modeling and experimental realization via a dip-coating technique. *Magnetochemistry.* 2021;7(12):155. DOI: 10.3390/magnetochemistry7120155.
43. L'vov VS. *Nonlinear Spin Waves.* Moscow: Nauka; 1987. 272 p. (in Russian).
44. Ustinov AB, Grigor'eva NY, Kalinikos BA. Observation of spin-wave envelope solitons in periodic magnetic film structures. *JETP Lett.* 2008;88(1):31–35. DOI: 10.1134/S0021364008130079.
45. Drozdovskii AV, Cherkasskii MA, Ustinov AB, Kovshikov NG, Kalinikos BA. Formation of envelope solitons of spin-wave packets propagating in thin-film magnon crystals. *JETP Lett.* 2010;91(1):16–20. DOI: 10.1134/S0021364010010042.

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

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



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

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



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

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



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

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



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

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

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



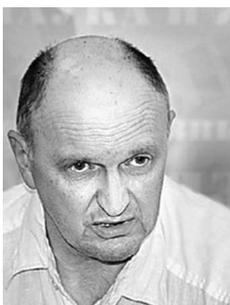
*Романенко Дмитрий Владимирович* родился в Саратове (1988), окончил Саратовский государственный университет (2010). С 2013 года работает в НИИМФ ЕН СГУ в качестве научного сотрудника лаборатории «Метаматериалы». Основные области научных интересов: волновая динамика в ферромагнитных структурах, генерация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

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



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

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



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

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



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

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