

## Микромагнитное моделирование спин-волновых возбуждений в гофрированных пленках ЖИГ

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

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратов, Россия

<sup>2</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

E-mail: valentin@sakharov.info

Поступила в Редакцию 15 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2019 г.

Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

Методом микромагнитного моделирования исследованы особенности спектра спин-волновых возбуждений в пленке ЖИГ толщиной  $0.4\ \mu\text{m}$  и намагниченностью  $1.1\ \text{kG}$ , гофрированной за счет периодического рельефа подложки в виде канавок шириной  $10\ \mu\text{m}$ , глубиной  $0.5\ \mu\text{m}$ , со скошенными стенками и периодом  $20\ \mu\text{m}$ . Расчеты, проведенные для ориентаций внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости плёнки вдоль ( $\theta = 0$ ) и поперек ( $\theta = 90^\circ$ ) канавок, показывают, что анизотропия формы плёнки приводит к квантованию спектра и локализации спин-волновых возбуждений в различных участках образца. При этом пространственное распределение амплитуды намагниченности на частотах в спектре при  $\theta = 90^\circ$  может характеризоваться несколькими, различающимися на порядки, пространственными масштабами. Это объясняется сильной неоднородностью основного состояния на стенках канавок при  $\theta = 90^\circ$ , что приводит к эффективному возбуждению коротковолновой части спектра спиновых волн в периодической структуре по механизму Шлемана.

**Ключевые слова:** магноника, периодические магнитные структуры, микромагнитное моделирование, спектр спин-волновых возбуждений.

DOI: 10.21883/FIT.2019.09.48106.12N

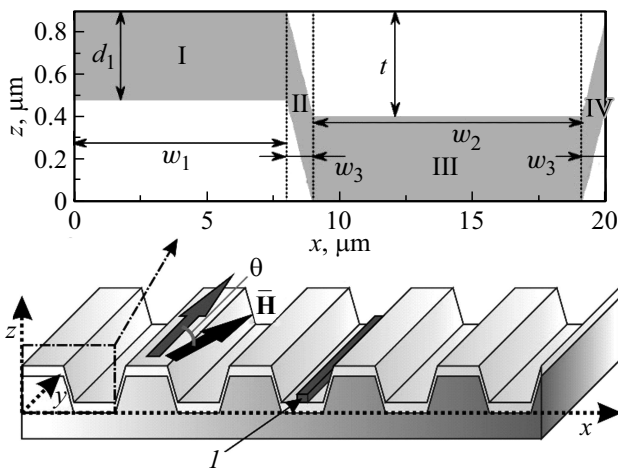
### 1. Введение

Гофрированные магнитные пленки на немагнитных подложках с периодическим микрорельефом, глубина  $t$  которого сопоставима или превышает толщину магнитной пленки  $d$  ( $t \geq d$ ), представляют интерес как с практической, так и с фундаментальной точек зрения. Такие структуры могут быть использованы для создания многоуровневой магнитной памяти на ансамблях магнитных наночастиц [1–4], магнорезистивных датчиков [5,6], для построения устройств обработки информации на принципах магноники на основе 3D магнетонных сетей [7–9], а также для МЭМС технологий [10]. С фундаментальной точки зрения, такие структуры представляют интерес для изучения процессов перемещения магнитных микро- и наночастиц [11–14], исследования вклада двухмагнетонного рассеяния в ширину линии ферромагнетонного резонанса (ФМР) ферромагнетонных пленок [15], а также механизмов формирования спектра спиновых волн (СВ) в 3D периодических магнетонных микроструктурах — 3D магнетонных кристаллах [7–9,16,17].

Первые эксперименты по исследованию свойств спин-волновых возбуждений в 3D магнетонных структурах выполнялись со структурами на основе пленок ферромагнетонных металлов (пермаллоя и кобальта) [6,14,15,18] и ансамблях ферромагнетонных наноча-

стиц [19]. В частности, было показано [14], что ширина линии ФМР пленок, намагниченных перпендикулярно оси канавок, может осциллировать на частотах, при которых рождаемые в результате двухмагнетонного рассеяния СВ отвечают обобщенным условиям брегговского резонанса [20] в периодической структуре. Было также продемонстрировано, что вызванная гофрировкой анизотропия формы приводит к зависимости частот ФМР от направления магнитного поля относительно осей симметрии поверхностной структуры [6,14,15,18] и эффектам латерального квантования спектра ФМР [18], аналогичных наблюдаемым в двухкомпонентных структурах [21] и решетках микроволноводов [22,23].

Новый импульс исследованиям магнетонных 3D структур придало развитие вакуумных технологий осаждения пленок железиттриевого граната (ЖИГ) на подложки гадолиний галлиевого граната (ГГГ) [24,25], а также методов их микроструктуризации [25], обеспечивающих создание магнетонных структур с длиной пробега СВ в сотни микрометров [24], что по порядку величины сопоставимо со структурами на основе эпитаксиальных пленок ЖИГ/ГГГ. В работе [7] была показана возможность получения гофрированных пленок ЖИГ на предварительно профилированных подложках ГГГ, а также создания слоистых структур ЖИГ/ГГГ/ЖИГ/ГГГ. Анализ распространения СВ в таких структурах, выполненный для трех основных типов СВ — поверхностных



**Рис. 1.** Схематическое изображение рассматриваемой гофрированной пленки ЖИГ с обозначением ее геометрических параметров. Штрих-пунктиром выделен участок структуры в один период. Цифрой „1“ обозначено расположение антенны для воздействия импульсом поля при расчете дисперсионных характеристик.

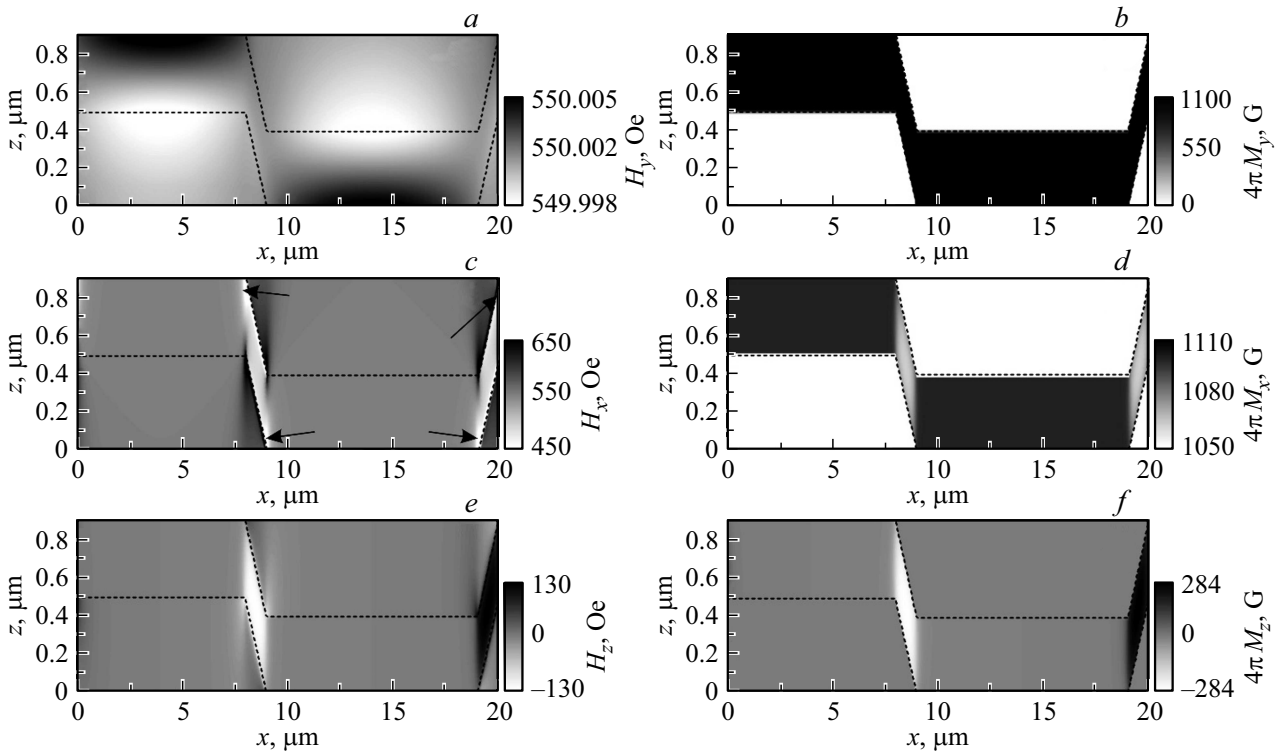
(ПСВ), обратных объемных (ООСВ) и прямых объемных (ПОСВ), показал возможность формирования в законе дисперсии СВ запрещенных зон на частотах брэгговских резонансов [7–9]. При этом особенности спектра

ФМР гофрированных пленок ЖИГ не обсуждались. Цель данной работы — исследовать спектр собственных колебаний намагниченности касательно намагниченных гофрированных пленок ЖИГ.

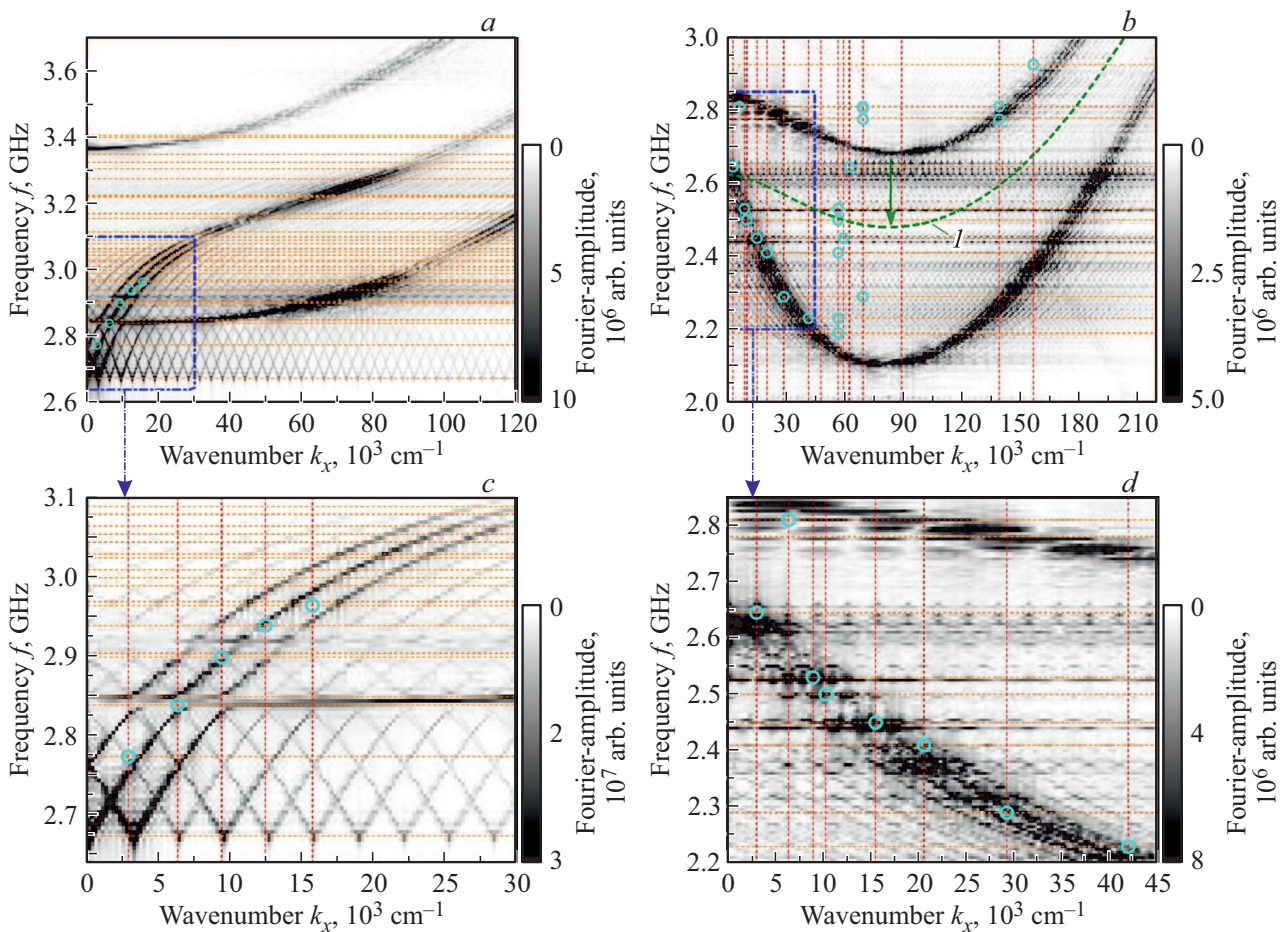
## 2. Исследуемая структура и методика расчета

На рис. 1 показана исследуемая структура. На вставке к рис. 1 показан профиль периода структуры, где римскими I–IV выделены характерные участки структуры. Толщина пленки составляла  $d = 0.4 \mu\text{m}$ ; глубина профиля  $t = 0.5 \mu\text{m}$ ; ширина участка I —  $w_1 = 8 \mu\text{m}$ , участка III —  $w_2 = 10 \mu\text{m}$ ; протяженность участков II и IV —  $w_3 = 1 \mu\text{m}$ ; период структуры  $P = 20 \mu\text{m}$ . Магнитные параметры пленки ЖИГ принимались равными: намагниченность пленки ЖИГ  $4\pi M = 1.1 \text{ kG}$ , обменная жесткость  $A = 4 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$ , гиромагнитное отношение  $\gamma = 2.8 \text{ MHz/Oe}$ . Внешнее магнитное поле  $H = 550 \text{ Oe}$  прикладывалось в плоскости  $xOy$  под углом  $\theta$  к оси  $Oy$ .

Расчет проводился с помощью пакета микромагнитного моделирования OOMMF [26] по аналогии с методикой, описанной в [27], с использованием пространственно-временного фурье-преобразования реализаций намагниченности длительностью 200 ns и интервалом в 50 ps, позволяющих проанализировать диапазон



**Рис. 2.** Равновесное распределение компонент поля (*a, c, e*) и намагниченности (*b, d, f*) при намагничивании внешним полем 550 Oe под углом  $\theta = 0$  (*a, b*) и  $90^\circ$  (*c-f*). Приведены компоненты, значения которых существенно отличаются от нуля. Штриховой линией показаны границы образца. Для  $H_x$  стрелками указаны области углов структуры, где эта компонента спадает до 100 Oe.



**Рис. 3.** Рассчитанные дисперсионные характеристики для  $\theta = 0$  (a, c) и  $90^\circ$  (b, d). Штрихпунктирным квадратом в верхнем ряду выделена область, показанная в увеличенном виде внизу. Штриховыми горизонтальными прямыми показано положение частот резонансов в спектре собственных колебаний (из рис. 4). Штриховыми вертикальными прямыми отмечены волновые числа, соответствующие расстояниям между пучностями в распределении амплитуд резонансов (из рис. 5) на частотах, выделенных кружками. Кривая 1 соответствует второй моде ООСВ в гладкой пленке при пониженном поле (480 Ое) и демонстрирует механизм формирования коротковолнового резонанса.

частот до 10 GHz с разрешением 5 MHz. При этом размер ячейки составлял  $x \times y \times z = 25 \times 50 \times 25$  nm.

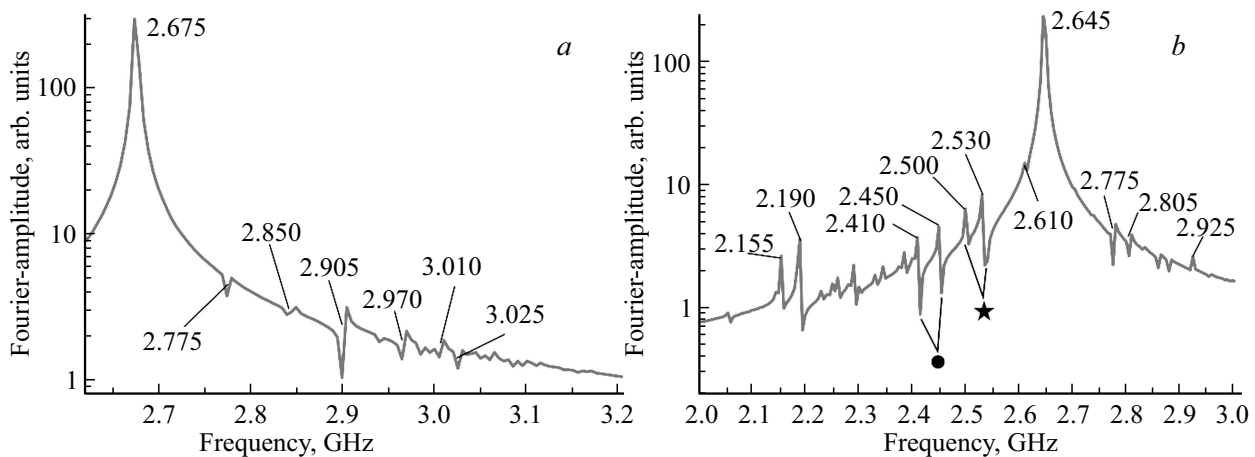
При расчете спектра собственных колебаний в качестве расчетной области брался один период структуры (вставка к рис. 1) и применялись периодические граничные условия (ПГУ) по осям  $x$  и  $y$ . При расчете дисперсии СВ расчетная область по оси  $x$  включала 13 периодов структуры, а по оси  $y$  применялись ПГУ.

Спектр собственных колебаний рассчитывался по временной зависимости релаксации намагниченности из состояния, характеризующегося наличием однородного по структуре дополнительного поля величиной 0.5 Ое вдоль оси  $z$ . Для расчета дисперсионной характеристики возбуждение структуры осуществлялось импульсом поля амплитудой  $\sim 126$  Ое и длительностью 100 ps, прикладываемым в области шириной  $1 \mu\text{m}$ , расположенной в центральной части (место расположения антенны указано на рис. 1). Импульсное поле также ориентировалось вдоль  $z$ .

### 3. Результаты и их обсуждение

На рис. 2 показаны рассчитанные компоненты полного магнитного поля и намагниченности, отвечающие равновесному состоянию, при ориентации магнитного поля вдоль ( $\theta = 0$ ) и поперек ( $\theta = 90^\circ$ ) канавок (представлены только компоненты, значимо отличающиеся от нуля). Видно, что в случае  $\theta = 0$  равновесное состояние имеет распределения, близкие к однородным. В то же время при  $\theta = 90^\circ$  равновесное состояние в областях II и IV характеризуется сильной неоднородностью из-за влияния полей размагничивания. На краях стенок (показанных стрелками на рис. 2, c) компонента полного поля  $H_x$  снижается до 100 Ое.

На рис. 3 приведены рассчитанные с помощью микромагнитного моделирования дисперсионные зависимости. Расчеты показывают, что при  $\theta = 0$  в гофрированной пленке возбуждаются ПСВ, а также толщинные моды объемной СВ (ОСВ). Периодичность микроструктуры



**Рис. 4.** Фурье-спектры релаксации намагниченности для  $\theta = 0$  (a) и  $\theta = 90^\circ$  (b). Звездочкой отмечен раздвоенный резонанс, отвечающий трем полуволнам по ширине участков I (2.50 GHz) и III (2.53 GHz), кружком — раздвоенный резонанс для пяти полуволн.

приводит к повторению дисперсии ПСВ по оси волнового числа с периодом, соответствующим периоду профиля пленки. При этом в области пересечений веток дисперсии, отвечающих прямым и отраженным ПСВ, при волновых числах  $k = \pi n/P$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ), для которых характерно образование брэгговских зон непропускания, в результатах моделирования не наблюдается присущий брэгговским резонансам эффект расталкивания мод. Возможной причиной может быть то, что ширина брэгговской зоны в данном случае оказалась меньше разрешения по частоте, с которым был проведен расчет. Вместе с тем, в области частот 2.84–2.85 GHz наблюдалось формирование щели шириной  $\Delta f \approx 10$  MHz в результате спин-волнового резонанса (СВР) — резонансного взаимодействия ПСВ с модой ОСВ.

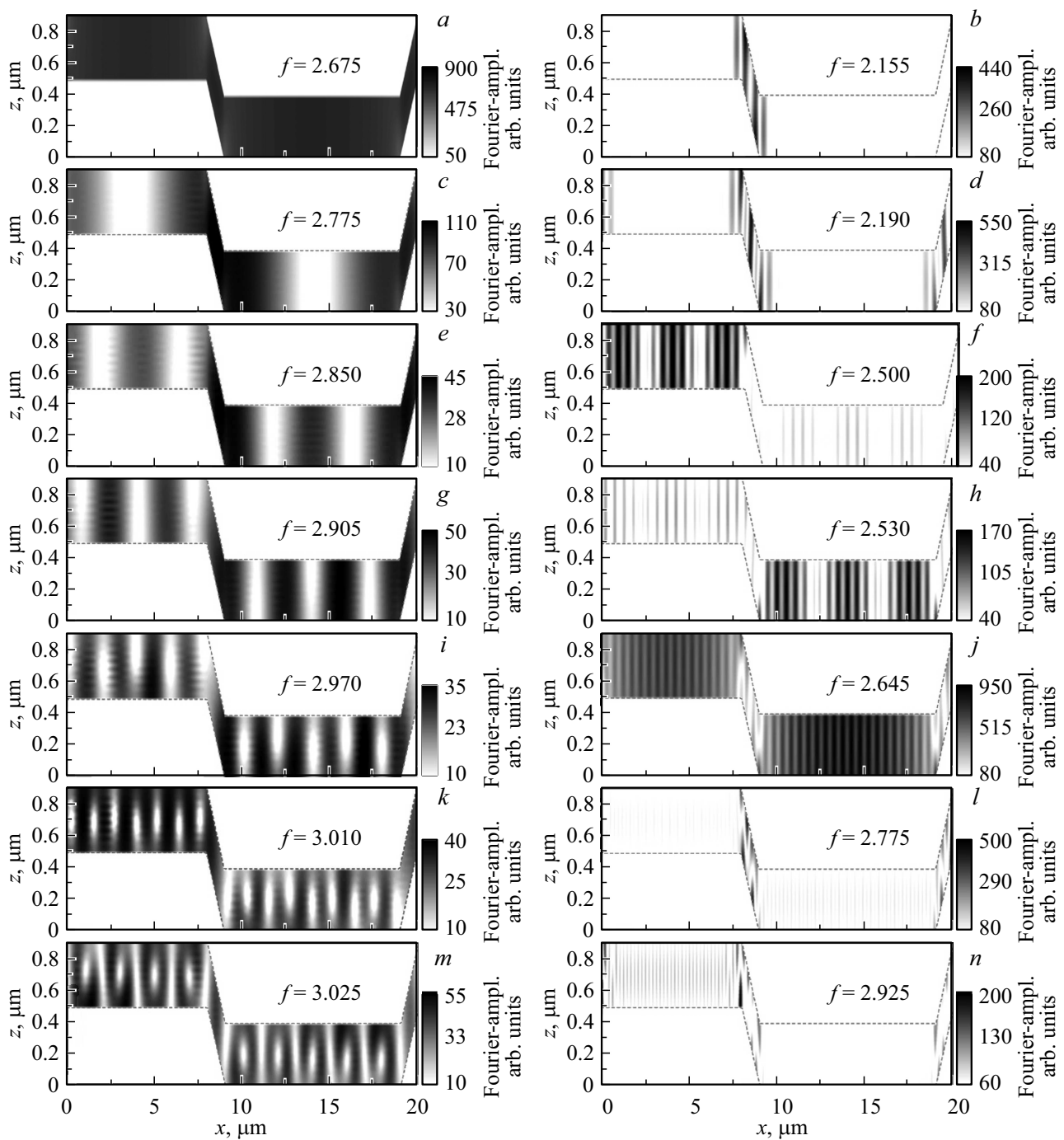
В случае  $\theta = 90^\circ$  в дисперсионных характеристиках формируются „облака“ мод ООСВ с повторением, заметным на больших масштабах волновых чисел, и толстыми модами при  $f > 2.65$  GHz. Полученная „размазанность“, скорее всего, является следствием сильно неоднородного основного состояния структуры при поперечном намагничивании.

На рис. 4 показаны полученные спектры собственных колебаний для  $\theta = 0$  и  $90^\circ$ , а на рис. 5 — распределения интенсивностей колебаний по структуре, отвечающие различным частотам в спектре. Для  $\theta = 0$  наиболее интенсивный отклик располагался на частоте  $f_0 = 2.675$  GHz (рис. 4, a) и имел распределение колебаний по структуре, близкое к однородному (рис. 5, a). Отметим, что для гладкой пленки без микрорельефа резонанс, соответствующий однородному распределению, наблюдался на частоте  $f_0 = 2.669$  GHz. Данный рост частоты основного отклика в гофрированной структуре по сравнению с гладкой пленкой обусловлен наличием динамических полей размагничивания аналогично случаю микроволноводов [22,23]. Однако он существенно

меньше, чем для отдельных микрополосок толщиной  $0.4 \mu\text{m}$  и шириной 8 или  $10 \mu\text{m}$ , для которых данная частота согласно [28] должна быть  $\sim 2.782$  и  $\sim 2.765$  GHz соответственно.

На частотах  $f > f_0$  в спектре гофрированной пленки формируются слабые отклики с неоднородным распределением амплитуды по структуре (рис. 5, c, e, g, i, k, m). По мере роста частоты увеличивается количество пучностей по ширине областей I и III структуры, отвечающих резонансам ПСВ по ширине данных областей. Пространственный период между пучностями в данных распределениях соответствовал волновым числам основной моды ПСВ в дисперсионной зависимости (отмечены кружками на рис. 3, a и 3, c). Помимо этого, в распределении амплитуд пиков на частотах  $f \geq 2.9$  GHz имеются неоднородности по толщине пленки, что указывает на возможный вклад СВР. Заметим, что для гладкой пленки однородное возбуждение не приводит к образованию СВР вследствие однородности параметров и возбуждающего поля. По этой причине формирование моды СВР в исследуемом образце следует связать именно с наличием микроструктуры — гофрированности пленки.

Для  $\theta = 90^\circ$  (рис. 4, b), в спектре собственных колебаний частота наиболее интенсивного отклика ( $f_0 = 2.645$  GHz) вследствие проявления анизотропии формы смещается в область меньших частот по сравнению со случаем гладкой пленки ( $f_0 = 2.669$  GHz). Однако это смещение не такое сильное, как для отдельных поперечно намагниченных волноводов (при отсутствии участков II и IV в структуре), для которых  $f_0 = 2.605$  GHz. Рассматриваемому отклику на  $f_0 = 2.645$  GHz в гофрированной пленке отвечает распределение амплитуд, локализованное преимущественно в областях I и III (рис. 5, j). Это обусловлено сильно неоднородным распределением намагниченности на различных участках структуры для данной геометрии подмагничивания в отличие от случая  $\theta = 0$  (см. рис. 2).



**Рис. 5.** Карты распределения фурье-амплитуды по профилю гофрированной пленки на фиксированных частотах (указаны на рисунках), соответствующих наиболее интенсивным откликам в спектре собственных колебаний (рис. 4) при  $\theta = 0$  (*a, c, e, d, i, k, m*) и  $\theta = 90^\circ$  (*b, d, f, h, j, l, n*).

В свою очередь это приводит к усилению локализации мод спин-волновых возбуждений в различных участках структуры и, соответственно, обогащению спектра (за счет формирования краевых мод).

С уменьшением частоты от  $f_0$  в спектре поперечно намагниченной гофрированной пленки проявляются отклики, отвечающие резонансам длинных дипольных ООСВ, с нечетным числом пучностей (полуволн)

по ширине областей I и III (на рис. 5 — данные для 2.53 и 2.50 GHz). Количество пучностей увеличивается с уменьшением частоты откликов вследствие отрицательного наклона дисперсии ООСВ. Определенный из данных распределений пространственный период соответствует основной моде ООСВ (рис. 3, *b*). Из-за того, что  $w_1 \neq w_2$ , отклики ширинных мод ООСВ в спектре собственных колебаний раздвоены (на 30–40 МГц) и

имеют более интенсивные колебания либо в области I, либо III при том же количестве пучностей — ср. данные для 2.53 и 2.5 GHz на рис. 5.

В распределении амплитуд обращает на себя внимание тот факт, что на фоне квазиоднородных колебаний намагниченности, а также длинноволновых мод ООСВ по ширине участков I и III, имеются мелкие коротковолновые осцилляции интенсивности по ширине. Известно [22], что сосуществование длинноволновых и коротковолновых возбуждений в спектре ООСВ может быть вызвано тем, что для заданной моды ООСВ на фиксированной частоте отвечают два волновых числа, одно из которых, длинноволновое, отвечает обратному (дипольному) участку дисперсии, а другое, коротковолновое — прямому (обменному) участку дисперсии. Однако в данном случае волновые числа для наблюдаемых коротковолновых возбуждений составляют  $5.5-7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ , что, как видно из рис. 3, *b*, в несколько раз меньше волновых чисел, отвечающих прямому (обменному) участку дисперсии ООСВ.

На наш взгляд, одним из объяснений присутствия коротковолновых возбуждений в данном случае может являться следующее. Периодичность формирует сетку из дисперсионных кривых, в результате чего на фиксированной частоте появляется бесконечное число собственных значений  $k$ . В свою очередь выбору определенных  $k$  в данном случае способствует близость „дна“ дисперсии второй моды ООСВ, характеризующегося большой плотностью состояний. В области углов структуры, где эффективное поле существенно понижается (см. рис. 2), дисперсионная кривая второй моды ООСВ опускается (см. рис. 3), тем самым делая возможным ее возбуждение. По мере удаления от углов эта СВ трансформируется по механизму Шлемана [29] в колебания с пространственным периодом, отвечающим ближайшему собственному значению  $k$ . На рис. 3, *b* в качестве примера показано формирование описываемым образом резонанса на частоте 2.50 GHz.

Помимо резонансов с колебаниями, локализованными преимущественно в областях I и III, в спектре наблюдаются также резонансы с локализацией в областях II и IV. В частности, им отвечают частоты 2.155 и 2.19 GHz, на которых интенсивность колебаний заметно превышает интенсивность ширинных мод ООСВ. Также резонансы с преимущественной локализацией в областях II и IV имеются и на частотах выше квазиоднородного ФМР — см. данные для 2.775 и 2.925 GHz на рис. 4, *b* и 5, *l, n*. Причем в последнем случае можно наблюдать также колебания в области I с неоднородным распределением по толщине — моду СВР.

## 4. Заключение

Таким образом, с помощью микромагнитного моделирования исследованы особенности спектра собственных колебаний и дисперсионные характеристики касательно

намагниченной гофрированной пленки ЖИГ с полосовой микроструктурой, характеризующейся скошенными (невертикальными) стенками. Показано, что гофрированная пленка обладает менее выраженным эффектом анизотропии формы на спектр колебаний по сравнению с отдельными микрополосками ЖИГ. Спектр характеризуется наличием пространственных мод ПСВ (при намагничивании вдоль полосовой структуры) и ООСВ (при намагничивании поперек полосовой структуры) по ширине горизонтальных участков пленки, при возбуждении которых однородным полем накачки действуют правила отбора: возбуждаются моды с нечетным количеством пучностей. При намагничивании поперек полосовой структуры в спектре формируются также моды, локализованные в наклонных участках пленки.

На основе полученных дисперсионных характеристик показано, что гофрированность пленки приводит к формированию спин-волновых резонансов по толщине с формированием обменной щели шириной  $\Delta f \approx 10 \text{ MHz}$ . При этом с разрешением по частоте, даваемым численным расчетом, брэгговских запрещенных зон не наблюдалось.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Госзадания № 0030-2019-0013 „Спинтроника“ при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-57-00008).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] R.L. White, R.M.H. New, R.F.W. Pease. IEEE Trans. Magn. **33**, 990 (1997).
- [2] V. Baltz, S. Landis, B. Rodmacq, B. Dieny. JMMM **290–291**, 1286 (2005).
- [3] D. Weller, A. Moser. IEEE Trans. Magn. **35**, 4423 (1999).
- [4] S.H. Charap, P.L. Lu, Y. He. IEEE Trans. Magn. **33**, 978 (1997).
- [5] J. Briones, F. Montaigne, D. Lacour. Appl. Phys. Exp. **3**, 073002 (2010).
- [6] J. Fassbender, T. Strache, M.O. Liedke, D. Marko, S. Wintz, K. Lenz, A. Keller, S. Facsko, I. Monch, J. McCord. New J. Phys. **11**, 125002 (2009).
- [7] E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, A.Yu. Sharaevskaya, A.I. Stognij, S.A. Nikitov. Appl. Phys. Lett. **112**, 122404 (2018).
- [8] П.А. Попов, А.Ю. Шараевская, Д.В. Калябин, А.И. Стогний, Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников, С.А. Никитов. Радиотехника и электроника **63**, 1241 (2018).
- [9] P.A. Popov, A.Yu. Sharaevskaya, E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, A.I. Stognij, D.V. Kalyabin, S.A. Nikitov. JMMM **476**, 423 (2019).
- [10] A. Walthe, C. Marcoux, B. Desloges, R. Grechishkin, D. Givord, N.M. Dempsey. JMMM **321**, 590 (2009).

- [11] J. Heyderman, S. Czekaj, F. Nolting, E. Müller, P. Fischer, Ph. Gasser, L. López-Díaz. *J. Appl. Phys.* **99**, 063904 (2006).
- [12] V. Baltz, J. Sort, B. Rodmacq, B. Dieny, S. Landis. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4923 (2004).
- [13] T.C. Ulbrich, D. Makarov, G. Hu, I.L. Guhr, D. Suess, T. Schrefl, M. Albrecht. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 077202 (2006).
- [14] M.V. Sapozhnikov, L.I. Budarin, E.S. Demidov. *JMMM* **449**, 68 (2018).
- [15] M. Körner, K. Lenz, R. A. Gallardo, M. Fritzsche, A. Mücklich, S. Facsko, J. Lindner, P. Landeros, J. Fassbender. *Phys. Rev. B* **88**, 054405 (2013).
- [16] M. Krawczyk, H. Puzkarski. *Phys. Rev. B* **77**, 054437 (2008)
- [17] M. Krawczyk, H. Puzkarski. *Cryst. Res. Technol.* **41**, 547 (2006).
- [18] Ю.В. Хивинцев, Ю.А. Филимонов, Р.И. Кэмлей, З.Я. Целинский. Материалы междунар. науч.-техн. конф. „Актуальные проблемы электронного приборостроения. АПЭП–2008“. (2008). Изд-во Саратовского гос. техн. ун-та, Саратов / С. 142–147.
- [19] M. Okuda, T. Schwarze, J-C. Eloi, S.E. Ward Jones, P.J. Heard, A. Sarua, E. Ahmad, V.V. Kruglyak, D. Grundler, W. Schwarzhacher. *Nanotechnology* **28**, 155301 (2017).
- [20] M. Mruczkiewicz, E.S. Pavlov, S.L. Vysotsky, M. Krawczyk, Yu.A. Filimonov, S.A. Nikitov. *Phys. Rev. B* **90**, 174416 (2014).
- [21] M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk, V.K. Sakharov, Yu.V. Khivintsev, Yu.A. Filimonov, S.A. Nikitov. *J. Appl. Phys.* **113**, 093908 (2013).
- [22] E.V. Skorohodov, R.V. Gorev, R.R. Yakubov, E.S. Demidov, Yu.V. Khivintsev, Yu.A. Filimonov, V.L. Mironov. *JMMM* **424**, 118 (2017).
- [23] С.Л. Высоцкий, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев. Письма в ЖЭТФ **88**, 534 (2008).
- [24] Ю.В. Хивинцев, В.К. Сахаров, С.Л. Высоцкий, Ю.А. Филимонов, А.И. Стогний, С.А. Никитов. ЖТФ **88**, 1060 (2018).
- [25] N. Zhu, H. Chang, A. Franson, T. Liu, X. Zhang, E. Johnston-Halperin, M. Wu, H.X. Tang. *Appl. Phys. Lett.* **110**, 252401 (2017).
- [26] M. J. Donahue, D.G. Porter. NIST technical report, **NISTIR 6376**, Gaithersburg, MD (1999).
- [27] M. Dvornik. Numerical investigations of spin waves at the nanoscale. PhD thesis. University of Exeter. (2011). P. 58–79.
- [28] A. Aharoni. *J. Appl. Phys.* **83**, 3432 (1998).
- [29] E. Schlömann. *J. Appl. Phys.* **35**, 159 (1964).

Редактор Д.В. Жуманов