

МАГНОНИКА И СПИНТРОНИКА

Особенности распространения оптически возбуждаемых магнитостатических волн в металлическом волноводе

П.И. Геревенков, Я.А. Филатов, А.М. Калашиникова, Н.Е. Хохлов 4

Топологические и резонансные эффекты в нерегулярных ферритовых волноводах конечной ширины

А.А. Грачев, М. Mruczkiewicz, Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников 6

Влияние на распространение спиновых волн линейно изменяющейся ширины и толщины магнетонного микроволновода

В.А. Губанов, А.В. Садовников 8

Исследование магнитных туннельных переходов под одновременным действием постоянных и переменных токов, как в резонансном, так и в широкополосном режиме

А.В. Дувакина, Г.А. Кичин, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин..... 10

Исследование редкоземельных интерметаллидов типа $(R,R')_2Fe_{14}B$ в сверхсильных магнитных полях

Н.В. Костюченко, Ю.Б. Кудасов, О.М. Сурдин, А.К. Звездин..... 13

Особенности формирования полос непропускания в связанных магнетонных кристаллах с разными периодами

Н.Д. Лобанов, О.В. Матвеев, М.А. Морозова..... 15

Нелинейная динамика спиновых волн в двуслойных магнитных микроволноводах с эффектом невзаимности

С.А. Одинцов, Э.Г. Локк, Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников..... 17

Исследование температурной зависимости параметра затухания Гильберта в гетероструктуре $MnBi_2Te_4/Ni_{80}Fe_{20}$

А.С. Пахомов, П.Н. Скирдков, Г.А. Кичин, Ф.М. Максимов, А.И. Чернов, К.А. Звездин 19

Гибридные магнетон-фононные резонаторные структуры для микроволновой спинтроники

Н.И. Ползикова, С.Г. Алексеев, В.А. Лузанов, А.О. Раевский..... 21

3D структуры магнетоники для создания функциональных элементов межсоединений магнетонных сетей

А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, А.А. Мартышкин, А.А. Грачев, С.А. Никитов 23

Спин-трансферный диодный эффект: от фундаментальных исследований к приложениям

П.Н. Скирдков, К.А. Звездин..... 25

Исследование магнитных гетероструктур гармоническим методом

А.С. Трушин, Г.А. Кичин, К.А. Звездин 27

Эволюция мод магнитного туннельного перехода при изменении направления внешнего магнитного поля

М.Д. Шканакина, Г.А. Кичин, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин..... 29

Классические и квантовые эффекты в динамике намагниченности, индуцированные коротким импульсом спинового тока

В.В. Юрлов, К.А. Звездин, А.К. Звездин..... 33

Лазерно-индуцированная спиновая динамика в тонких слоях ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиков FePS₃ и NiPS₃

Е.А. Архипова, Д.В. Кунту, Е. Coronado, S. Mañas-Valero, C. Boix-Constant, А.М. Калашиникова..... 35

Угловое состояние в спиновом диоде при совместном действии магнитостатики и перпендикулярной анизотропии

А.Г. Бuzдаков, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин..... 37

Управление запрещёнными зонами при изменении профиля меандровой структуры из пермаллоя

Ю.А. Губанова, Е.Н. Бегинин, В.А. Губанов, Н. Ногинова, А.В. Садовников..... 39

Нерезонансное широкополосное выпрямление СВЧ тока на магнитных туннельных переходах

Г.А. Кичин, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин 41

Управление спиновыми волнами в периодической феррит-полупроводниковой структуре с помощью лазерного излучения

О.В. Матвеев, Д.В. Романенко, М.А. Морозова 43

РТ-симметрия и особые точки в спинтронике, магнетике и фофонике

С.А. Никитов, Д.В. Калябин, А.Р. Сафин, О.С. Темная, А.В. Дорофеев, А.А. Зябловский, А.В. Садовников, Е.А. Вилков 45

Оптические исследования магнетонного Бозе-Эйнштейновского конденсата в пленке железо-иттриевого граната

П.Е. Петров, Г.А. Князев, П.О. Капралов, А.Н. Кузьмичев, П.М. Ветошко, Ю.М. Буньков, В.И. Белотелов..... 48

Возбуждение прецессии намагниченности в феррит-гранатовой пленке при различных ориентациях намагниченности

А.В. Присяжнюк, Д.М. Кричевский, Н.А. Гусев, Д.О. Игнатьева..... 52

Спиновые волны в композитной структуре YIG/FeRh в виде системы микроволноводов связанных через боковую стенку

Е.И. Саломатова, С.А. Одинцов, А.В. Садовников, В.К. Сахаров, Ю.В. Хивинцев..... 54

Эволюция спектра и частотная модуляция лазерно-индуцированных спиновых волн в тонких пленках железа

Я.А. Филатов, П.И. Геревенков, А.М. Калашникова, Н.Е. Хохлов..... 56

Спектр спиновых волн в прямоугольном ЖИГ-резонаторе в случае касательного намагничивания

И.О. Фильченков, В.А. Губанов, А.А. Грачев, В.В. Тихонов, А.В. Садовников 58

Динамика доменной стенки в ферромагнетиках под воздействием спинового тока вблизи точки компенсации момента импульса

В.В. Юрлов, К.А. Звездин, П.Н. Скиртков, А.К. Звездин 60

Особенности распространения оптически возбуждаемых магнитостатических волн в металлическом волноводе

П. И. Геревенков, Я. А. Филатов, А. М. Калашникова, Н. Е. Хохлов
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
petr.gerevenkov@mail.ioffe.ru

Создание устройств магноники является активно развиваемой областью современного магнетизма. Отсутствие джоулевых потерь при распространении, возможность кодирования информации как амплитудой, так и фазой волны и возможность упрощения схем логических элементов [1, 2] по сравнению с электронными аналогами делают магнитостатические спиновые волны (МСВ) перспективными кандидатами для передачи и обработки информации. За последние несколько лет продемонстрированы способ интеграции магноники с традиционной электроникой за счёт передачи спинового момента [3, 4], спин-волновые сумматор [1] и диод [5]. В основе данных устройств лежит распространение МСВ в волноводах, особенности которого широко изучались при возбуждении СВЧ антеннами [6, 7]. С другой стороны в ряде работ продемонстрировано возбуждение МСВ сверхбыстрым лазерноиндуцированным изменением анизотропии [8, 9]. В последнем случае возбуждается широкий спектр частот, а волна распространяется в виде спин-волнового пакета [8, 10]. Возбуждение и распространение такого пакета сопровождается рядом особенностей, которые ранее не рассматривались в случае распространения МСВ в волноводе. Данная работа направлена на изучение процессов возбуждения и распространения МСВ в волноводе при сверхбыстром лазерноиндуцированном изменении анизотропии методом микромагнитного моделирования.

В качестве модельного материала использовался пермаллой с дополнительной одноосной анизотропией ($K_U = 5 \cdot 10^3$ Дж/м³) вдоль оси волновода. Возбуждение МСВ в моделировании происходило под воздействием фемтосекундного лазерного импульса. Сверхбыстрый лазерноиндуцированный нагрев моделировался локальным изменением параметра анизотропии и намагниченности насыщения. Возбуждение имело профиль функции Гаусса (ширина на полувысоте 1.5 мкм) в пространстве и вид ступени [11] с последующей экспоненциальной релаксацией за время $\tau = 300$ пс [12] во времени. Аналогично экспериментам [8-10] при распространении МСВ анализировалась компонента намагниченности, перпендикулярная плоскости волновода. Внешнее магнитное поле прикладывалось вдоль оси трудного намагничивания (перпендикулярно оси волновода). Моделирование производилось в программном пакете *muMax3* [13].

Вблизи краёв волновода наблюдается изменение эффективного поля, что приводит к уменьшению резонансных частот спиновой динамики [6]. Моделирование петель магнитного гистерезиса волновода показывает, что максимум угла между равновесными ориентациями намагниченности до и после импульсного нагрева зависит как от величины внешнего магнитного поля, так и от положения лазерного пятна по ширине волновода (см. рис. 1). Ранее было показано [8], что амплитуда спиновой динамики при возбуждении сверхбыстрым лазерноиндуцированным изменением анизотропии описывается отклонением равновесной ориентации намагниченности при термическом изменении параметров материала. Таким образом, изменение внешнего магнитного поля приводит к изменению возбуждаемой области волновода.

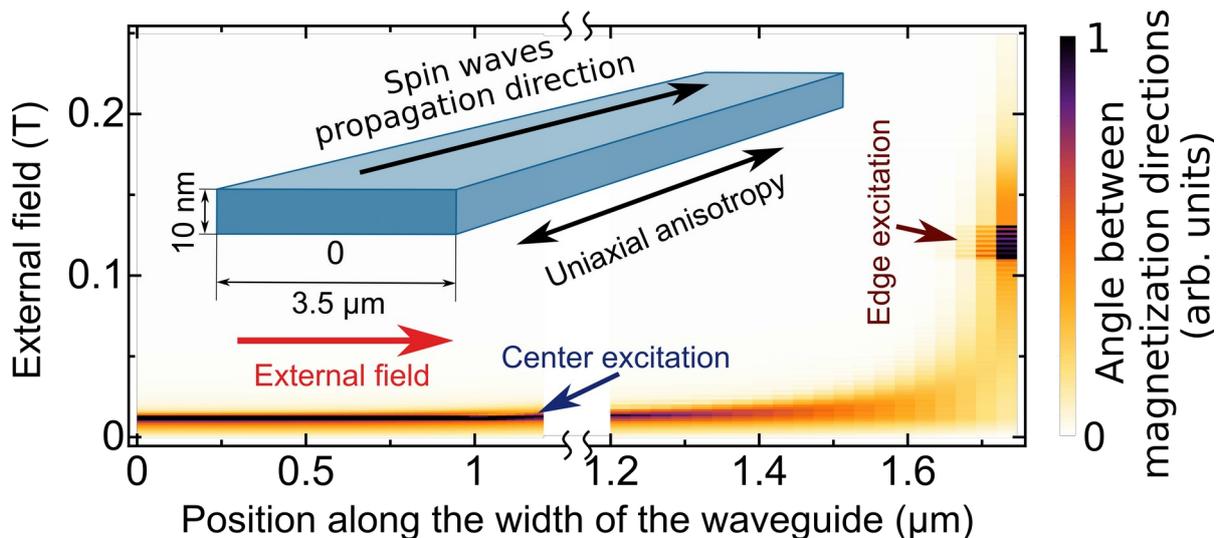


Рис. 1. Зависимость угла между равновесными направлениями намагниченности до и после нагрева (цветовая шкала) от величины внешнего магнитного поля и положения по ширине волновода.

Проведенное моделирование показало, что во внешнем магнитном поле 16 мТл максимум амплитуды волнового пакета наблюдается при возбуждении в центре волновода. При увеличении внешнего поля область возбуждения смещается к краям волновода и во внешнем поле 113 мТл максимум амплитуды наблюдается на краю волновода. При возбуждении МСВ в поле 113 мТл не наблюдается распространения волн вдоль оси волновода. В поле 16 мТл волна распространяется под углом к оси волновода, что связано с соизмеримым вкладом одноосной анизотропии в направление эффективного поля. Продемонстрировано, что сдвиг области возбуждения к краю волновода приводит к однонаправленному распространению МСВ.

Полученные результаты демонстрируют возможность управления областью возбуждения и распространения магнитостатических спиновых волн в волноводе внешним магнитным полем. Данный эффект может быть использован при создании логических устройств магноники.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 22-22-00326).

ЛИТЕРАТУРА

1. Q. Wang et al. Nature Electronics. 2020 V. 3 No 12. P. 765.
2. T. Fischer et al. Appl. Phys. Lett. 2017 V. 110 No 15. P. 152401.
3. S. Urazhdin et al. Nature nanotechnology. 2014 V. 9 No 7. P. 509.
4. A. V. Chumak et al. Appl. Phys. Lett. 2012 V. 100 No 8. P. 082405.
5. K. Szulc et al. Phys. Rev. Appl. 2020 V. 14 No 3. P. 034063.
6. V. E. Demidov et al. Appl. Phys. Lett. 2008 V. 92 No 23. P. 232503.
7. A. V. Sadovnikov et al. Appl. Phys. Lett. 2015 V. 106 No 19. P. 192406.
8. N. E. Khokhlov et al. Phys. Rev. Appl. 2019 V. 12 No 4. P. 044044.
9. L. A. Shelukhin et al. Phys. Rev. B. 2018 V. 97 No 1. P. 014422.
10. Ia. A. Filatov et al. Appl. Phys. Lett. 2022 V. 120 No 11. P. 112404.
11. N. E. Khokhlov et al. J. Magn. Magn. Mat. 2021 V. 534 P. 168018.
12. P. I. Gerevenkov et al. Phys. Rev. Mater. 2021 V. 5 No 9. P. 094407.
13. A. Vansteenkiste et al. AIP advances. 2014 V. 4 No 10. P. 107133.

Топологические и резонансные эффекты в нерегулярных ферритовых волноводах конечной ширины

А.А. Грачев¹, М. Mruczkiewicz², Е.Н. Бегинин¹, А.В. Садовников¹

¹Лаборатория «Магнитные Метаматериалы» Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия;

²Institute of Electrical Engineering, Slovak Academy of Sciences, Dúbravská cesta 9, 841 04 Bratislava, Slovakia

stigl33@gmail.com

Последние достижения в области создания микро- и наноразмерных магнитных структур на основе изоляционных материалов открывают перспективную альтернативу обработке сигналов с помощью спиновых волн (СВ) по сравнению с КМОП (комплементарная структура металл-оксид-полупроводник) технологиями, на основе магнетонных сетей [1,2] увеличивая функциональность элементарных узлов вычислительных систем, а также обладающих низким энергопотреблением. Микро- и наноразмерные магнитные структуры выступают в качестве многообещающей базы для создания магнетонных интегральных схем [3,4], что позволяет преодолеть ограничения КМОП-электроники [5]. В качестве носителей информации в магнетонных схемах могут быть использованы квазичастицы, связанные с электронными возбуждениями магнитных материалов, известных как СВ или магнотны.

За последние несколько лет периодические магнитные структуры, магнетонные кристаллы (МК), стали предметом значительного интереса в научном сообществе из-за возможности создания заранее заданных свойств передачи СВ [1,6]. Одной из основных причин изучения МК в настоящее время является их перспективное применение для создания логических систем [2] с использованием волновой природы спиновых возбуждений.

Резонансы Фано с асимметричными профилями по сравнению с традиционными резонансами с симметричными лоренцевыми формами линий обладают уникальными характеристиками [7]. В частности, они обладают высокой чувствительностью к изменению геометрических размеров взаимодействующих подсистем, материальных параметров среды, а также резким изменением спектральной дисперсии. Потенциально, спин-волновые возбуждения в силу их малого затухания в связанных системах волновод-резонатор, также могут демонстрировать резонансы Фано.

В настоящей работе будет рассмотрен класс магнетонных структур на основе нерегулярных ферритовых волноводов и магнетонных кристаллов. Рассмотренные структуры представлены на рис. 1. С помощью экспериментальных и численных методов будет показано управление режимами распространения в мультиферроидной структуре представляющую собой волновод (см. рис. 1(a)) из железо-иттриевого граната (ЖИГ), шириной 500 мкм с вытравленными канавками, глубиной 1 мкм. В литературе такая структура получила название – магнетонный кристалл (МК). На магнетонном кристалле расположен пьезоэлектрический слой из цирконата-титаната свинца (ЦТС) с нанесёнными электродами из титана. Структура была помещена в однородное статическое магнитное поле $H_0 = 1200$ Ое, направленного вдоль оси y для эффективного возбуждения поверхностных магнетостатических волн (ПМСВ). Экспериментальное исследование проводилось с помощью векторного анализатора цепей. Показано, что при изменении абсолютной величины и знака электрического поля оказывается возможным эффективное управление свойствами распространяющихся спиновых волн и пространственным распределением интенсивности динамической намагнетичности в магнетонном кристалле.

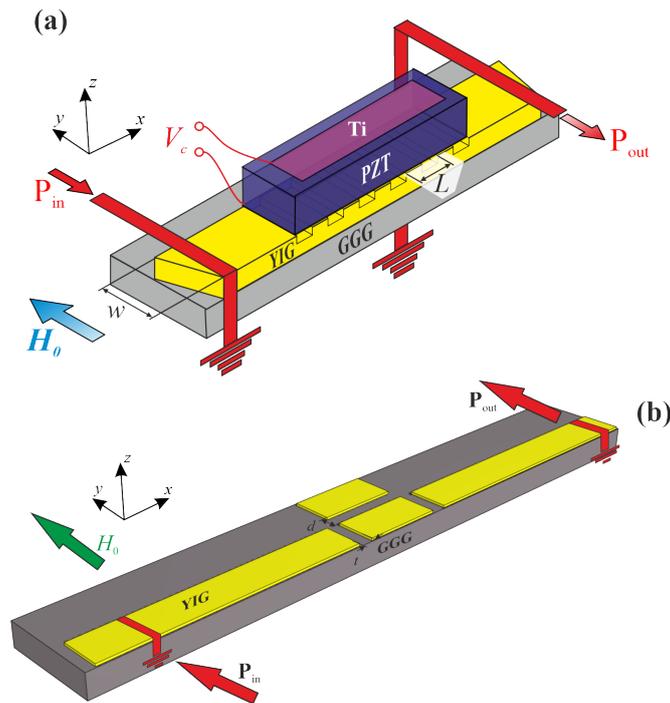


Рис. 1. Схемы рассматриваемых структур.

Также в работе будет проведено изучение характеристик резонанса Фано в связанной системе нелинейных магнетронных волноводов и резонаторов в зависимости от геометрических параметров систем, величины связи между ними и интенсивности спиновых волн. Структура (см. рис. 1(б)) состоит из двух идентичных планарных волноводов с шириной 200 мкм. Между волноводами расположена система резонаторов, шириной 200 мкм и длиной 500 мкм. Вся структура помещена во внешнее однородное магнитное поле, $H_0 = 1200$ Э, направленное вдоль оси y , обеспечивающее эффективное возбуждение ПМСВ. Методом микромагнитного моделирования проведено исследование формирования резонанса Фано для линейного режима распространения спиновых волн в системе связанных магнетронных волноводов и резонаторов с учетом неоднородных внутренних статических магнетронных полей, параметров диссипации СВ, различных величин намагнетичности насыщения. Нелинейный и линейный резонанс Фано также исследовался на основе численного интегрирования системы дифференциальных уравнений, полученных в рамках теории связанных волн для магнетронных сред с кубической нелинейностью.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-79-10191.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.A. Nikitov et al. // Phys. Usp. 2020. V. 63. P. 945–974.
2. A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang // J. Phys. D. 2010. V. 43. P. 264005.
3. Y. Haiming et al. // Nat. Commun. 2016. V. 7 P. 11255.
4. A.V. Sadovnikov et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. P. 060401(R).
5. A. Barman et al. // Journal of Physics: Condensed Matter. 2021. V. 33. № 41. P. 413001.
6. A.V. Chumak et al. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2017. V. 50(24), P. 244001.
7. E. Miroshnichenko, S. Flach, Yu.S. Kivshar. // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82, P. 2257-2298.

Влияние на распространение спиновых волн линейно изменяющейся ширины и толщины магنونного микроволновода

В.А. Губанов¹, А.В. Садовников¹

¹ Лаборатория «Магнитные Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

vladmeen@gmail.com

Создание устройств обработки информационных сигналов, основанных на принципах магнетоники [1,2], является важной задачей в формате поиска альтернативы полупроводниковой электронике. В связи с тем, что происходит увеличение плотности компонуемых полупроводниковых транзисторов, происходит увеличение тепловыделения. Приборы на основе ферромагнитных структур смогут обойти ограничение за счет того, что передача спиновых волн происходит без выделения тепла.

Также для создания устройств обработки необходимо создание комплементарной базы для соединения различных малых логических элементов. Одним из возможных элементов может быть магنونный микроволновод с линейно изменяющейся шириной и толщиной. Применение пленки Железо-Иттриевого Граната (ЖИГ) для создания данных элементов является возможным за счет низкого затухания [3].

Изменение ширины и толщины структуры было выбрано таким образом, чтобы управлять распространением спиновых волн (СВ) [4].

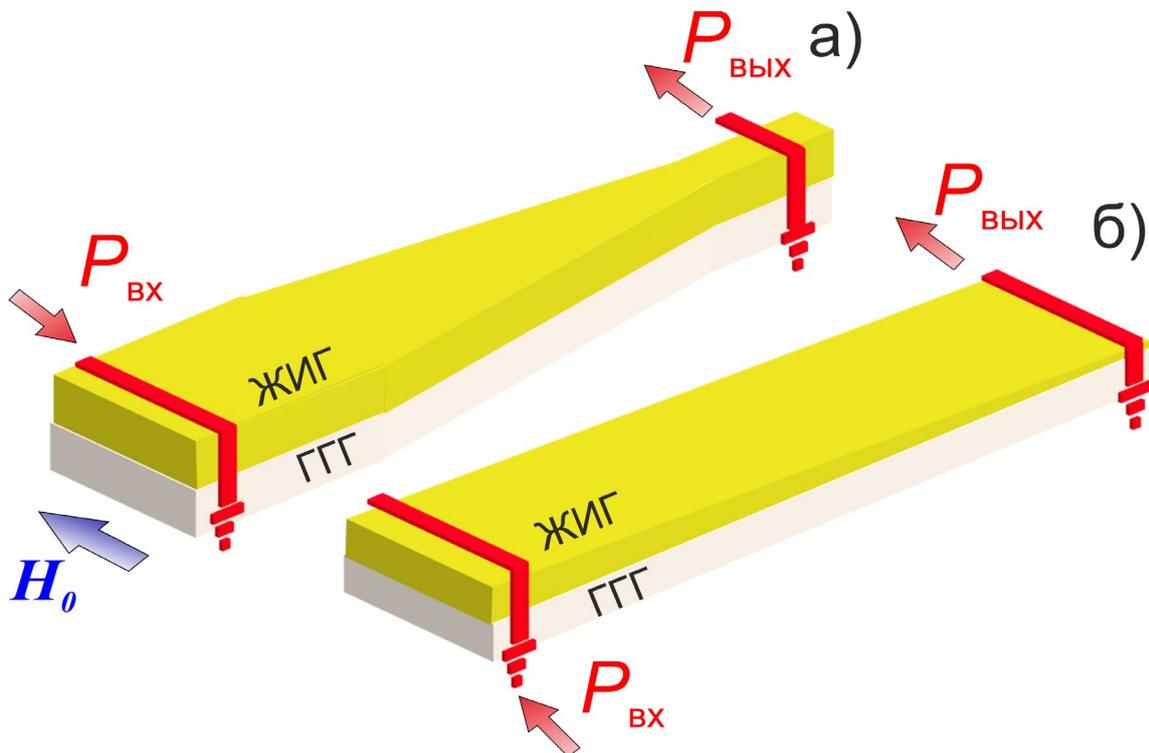


Рис. 1. Схематические изображения а) микроволновода с линейно изменяющейся шириной и б) микроволновода с линейно изменяющейся толщиной.

В данной работе были исследованы два типа структур – с линейно изменяющейся шириной и с линейно изменяющейся толщиной при помощи метода микромагнитного моделирования в программе MuMax³ [5] и при помощи метода Манделъштам-Бриллюэновской спектроскопии рассеяния света [6,7].

Структура с линейно изменяющейся шириной была создана при помощи лазерного скрайбирования. Структура с линейно изменяющейся толщиной была создана при помощи поэтапного травления пленки ЖИГ. Длина каждой структуры составляла $L=10$ мм. Ширина микроволновода составляла $w_1=2500$ мкм. В микроволноводе с линейно изменяющейся шириной в узкой области микроволновода ширина составляла $w_2=500$ мкм. Толщина пленки ЖИГ составляла $t_{YIG1}=10$ мкм. Для структуры с линейно изменяющейся толщиной минимальная толщина ЖИГ составляла $t_{YIG2}=0.2$ мкм. Величины толщины были экспериментально измерены при помощи профилометра.

Возбуждение спиновой волны производилось при помощи микроволнового преобразователя шириной 30 мкм, расположенной по всей ширине волноведущей структуры. Для структуры с линейно изменяющейся шириной микроволновый преобразователь находился в широкой части микроволновода. Для структуры с линейно изменяющейся шириной микроволновый преобразователь располагался в области с максимальной толщиной.

Были получены карты распределения m_z компоненты распространяющейся спиновой волны при разном параметре заужения структуры. Были выявлены частотные режимы работы структуры с заужающейся шириной и оптимальные режимы для увеличения плотности энергии на выходной антенне. Для структуры с линейно изменяющейся толщиной были получены карты распределения интенсивности СВ для разного направления внешнего магнитного поля (вдоль короткой стороны волновода). Выявлены режимы частотной фильтрации спин-волнового сигнала.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№20-37-90020).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. A. Nikitov et al //, Phys. Usp.**58**, 1002 (2015).
2. S.A. Nikitov et al. // Phys. Usp. 2020. V. 63. P. 945–974.
3. C. Dubs et.al.// Phys. Rev. Materials **4**, 024416(2020).
- 4.Kalyabin, D. V et.al. 2019. Surface spin waves propagation in tapered magnetic stripe. *Journal of Applied Physics*, 126(17), 173907.
5. A. Vansteenkiste, et.al. // AIP Advances **4**, 107133(2014)
6. Gubanov V. A. et al. Multimode unidirectional spin-wave coupling in an array of non-identical magnonic crystals near band gap frequencies //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2021. – Т. 54. – №. 24. – С. 245001.
7. Sadovnikov A. V. et al. Spin-wave drop filter based on asymmetric side-coupled magnonic crystals //Physical Review Applied. – 2018. – Т. 9. – №. 5. – С. 051002.

Исследование магнитных туннельных переходов под одновременным действием постоянных и переменных токов, как в резонансном, так и в широкополосном режиме

А.В. Дувакина¹, Г.А. Кичин¹, П.Н. Скирдков^{1,2}, К.А. Звездин^{1,2}

¹ Новые спинтронные технологии, Российский квантовый центр, Инновационный центр Сколково,

² Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН

a.duvakina@nst.tech

В настоящее время спинтроника, раздел нанoeлектроники, изучающий перенос спинового тока, является перспективным направлением развития электроники благодаря возможности создания быстродействующих устройств с низкими энергопотреблением и тепловыделением.

Магнитно-туннельный переход является основной частью многих спинтронных устройств (МТП). Данная структура состоит из двух тонких слоев ферромагнетика, референсного и свободного, разделенных диэлектриком, а в основе работы этого устройства лежат эффекты туннельного магнетосопротивления и переноса спина. Спин-поляризованный переменный СВЧ ток, введенный в ферромагнитный слой нанометрового масштаба, возбуждает прецессию намагниченности в свободном слое и может возбудить моды ферромагнитного резонанса. Возбуждение моды ФМР в магнитном туннельном переходе сопровождается колебанием его сопротивления и приводит к эффекту выпрямления [1]. Референсный слой и состояние намагниченности вблизи края образца также могут быть дополнительными источниками резонансных мод и влиять на эффективность выпрямления СВЧ сигнала. Так описывается резонансный режим выпрямления магнитно-туннельного перехода.

Помимо выпрямления вблизи ФМР мод, существуют дополнительные большие области, где также наблюдается выпрямление СВЧ сигнала. Такие области возникают вблизи магнитных переходов, и имеют ширину несколько сотен эрстед по полю. По частотам сверху они ограничены ФМР модой, а снизу низкими частотами со значениями сотни мегагерц. Такой широкополосный режим спиновых диодов был предсказан теоретически в 2012 году [2] и приведен экспериментально [3].

Было продемонстрировано [4,5], что полученное магнитно-туннельным переходом выпрямленное напряжение увеличивается при приложении постоянного тока смещения. При подаче постоянного тока смещения намагниченность свободного слоя колеблется с большой амплитудой, в то время как в случае только ВЧ-возбуждения она демонстрирует лишь небольшие отклонения. Постоянный ток смещения увеличивает результирующее напряжение, поскольку в этом случае уменьшается затухание прецессии намагниченности.

В данном докладе будет рассмотрено влияние тока смещения поля на спектральные характеристики спинового диода, работающего как в резонансном, так и в широкополосном режиме.

Для изучения этих зависимостей разработана следующая экспериментальная методика измерения. СВЧ сигнал и ток смещения подавались на устройство с помощью генератора сигналов и источника-измерителя. СВЧ сигнал модулировался с помощью импульсного модулятора на низкой частоте (777 Гц), подаваемой с синхронного усилителя. Также с помощью синхронного усилителя измерялось выпрямленное напряжение.

Для исследования спектральных характеристик магнитно-туннельного перехода использовался образец цилиндрической формы с диаметром 200 нм с многослойной

структурой. Были получены кривые выпрямленного напряжения в зависимости от частоты для диапазона токов смещения постоянного тока от 0 до 2 мА (см. Рис.1). Максимальное напряжение ФМР-пиков указано пунктирной линией. На вставке к Рис.1 приведено максимально выпрямленное напряжение как функция тока смещения.

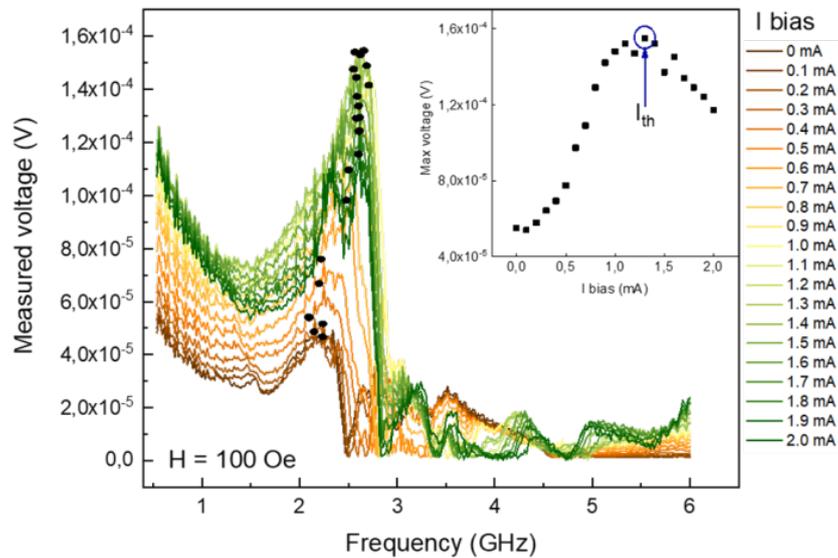


Рис.1. Зависимости выпрямленного напряжения от частоты при токах смещения в диапазоне I от 0 до 2 мА. Пунктирной линией проходит через максимумы ФМР-кривых. Вставка: зависимость максимальных величин напряжения ФМР-пиков от тока смещения; I_{th} – порог автогенерации.

Было обнаружено, что для диапазона токов от 0 до 1,3 мА, результирующие напряжения значительно увеличиваются и спектры сдвигаются на более высокую частоту. Величина тока 1,4 мА соответствует току автогенерации (I_{th}). При токах смещения больших I_{th} (от 1,4 до 2 мА) максимальное выпрямленное напряжение спектров уменьшается.

Также исследовался образец цилиндрической формы с диаметром 250 нм с многослойной структурой.

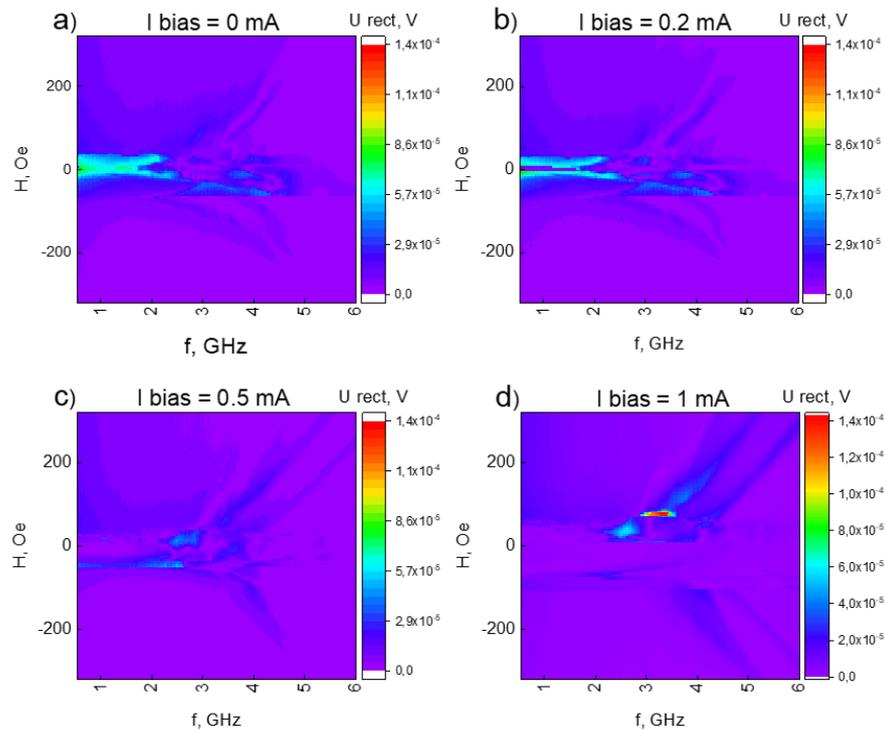


Рис.2. a-d) Спектры ST-FMR для значений тока смещения $I_{\text{bias}} = 0; 0,2; 0,5$ и 1 мА.

Экспериментальные данные показывают, что в области около нулевых полей наблюдается подавление широкополосного выпрямления при увеличении тока смещения. При отсутствии тока смещения широкополосный режим выпрямления напряжения наблюдается наиболее выражено (рис. 2а). При $I = 0,2$ мА он все еще заметен, но начинает деформироваться (рис. 2б). При токах смещения больше $0,5$ мА широкополосный режим пропадает (рис. 2с, 2д). Согласно полученным данным, можно предположить, что широкополосный режим пропадает в диапазоне токов между $0,4$ и $0,5$ мА.

Работа выполнена при поддержке РФФ №19-12-00432.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Tulapurkar et al. // Nature. 2005. V. 438. P. 339.
2. O. Prokopenko et al. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 123904.
3. B. Fang et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. P. 014022.
4. S. Miwa et al. // Nat. Mater. 2014. V. 13. P. 50.
5. B. Fang et al. // Nat. Commun. 2016. V. 7. P. 11259.

Исследование редкоземельных интерметаллидов типа $(R,R')_2Fe_{14}B$ в сверхсильных магнитных полях

Н.В. Костюченко¹, Ю.Б. Кудасов^{2,3}, О.М. Сурдин^{2,3}, А.К. Звездин⁴

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская область, Россия

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

³Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

⁴Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

nvkost@gmail.com

Широко известные редкоземельные интерметаллиды на основе Nd-Fe-B магнитов представляют большой интерес для создания электронных устройств, двигателей и ветряных турбин благодаря своим выдающимся магнитным свойствам, в том числе таким как высокая коэрцитивность и большой максимальный энергетический продукт [1-4]. В современной физике магнитных явлений очень важно понимать и корректно описывать перспективные особенности макроскопических свойств (в т.ч. скачков, изгибов, резкого возрастания и т.п. на кривых намагничивания) путем понимания микроскопических процессов, происходящих в материале [1,2]. Хорошо известно, что такими интересными магнитными свойствами обладают редкоземельные магниты на основе соединений типа $R_2Fe_{14}B$ (в частности, $Nd_2Fe_{14}B$). В настоящее время особенно актуальны исследования по поиску новых многокомпонентных соединений R-Fe-B для улучшения свойств существующих магнитов типа Nd-Fe-B. Это становится возможным за счет частичного замещения Nd и Fe различными редкоземельными или 3d-переходными металлами соответственно или включения легких атомов внедрения (например, водорода, азота, углерода).

В данной работе мы теоретически и экспериментально исследовали редкоземельные интерметаллиды типа $(R,R')_2Fe_{14}B$, где $R = Nd, Ho, Dy, Tm$. При изучении составов использовалась комбинация двух методов: аналитического и численного (с применением квантовой теории кристаллического поля) [5,6,7] для изучения комплексно модифицированных соединений $(R,R')_2Fe_{14}B$ ($R,R' = Nd, Ho, Dy, Tm$) и их гидридов с использованием уникальных экспериментальных данных (включая измерения в сверхвысоких магнитных полях до 165 Тл [8,9]). Все существующие критические особенности на кривых намагничивания в сильных магнитных полях были успешно объяснены с помощью предложенной модели. Этот метод также позволил предсказать дальнейшее поведение кривых намагничивания в области более высоких полей для тех составов, у которых были получены экспериментальные данные только до 60 или 130 Тл.

Магнитное поведение изучалось в широком диапазоне магнитных полей и температур вдоль основных кристаллографических направлений. Из сравнения экспериментальных данных и теоретических результатов нами были рассчитаны параметры кристаллического поля и обменные параметры [5]. Полученные параметры позволили нам рассчитать полный процесс намагничивания редкоземельных интерметаллидов типа $(R,R')_2Fe_{14}B$.

Важным аспектом проведенных исследований является возможность значительно улучшить точность поиска обменных и кристаллических параметров с помощью экспериментальных данных, полученных в сильных и сверхсильных магнитных полях (до 165 Тл). Для такого рода обратных задач важно не только увеличение объема используемых данных, но и анализ критических переходов, наблюдаемых в них, например таких как переход в сильное ферромагнитное состояние; или в угловую фазу из ферромагнитной.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.M.D. Coey, Magnetism and Magnetic Materials, Cambridge University Press, Cambridge, England, 2010.
2. O. Gutfleisch et al. // Adv. Mater. 2011. V. 23. P. 821

3. J.P. Liu, in *Nanoscale magnetic materials and Application*, edited by J.P. Liu et al., Springer, New York, 2009. P. 309.
4. N. Tiercelin et al., in *Nanomagnetic and Spintronic Devices for Energy-Efficient Memory and Computing*, edited by J. Atulashima and S. Bandyopadhyay, Willey, New York, 2016. P. 221.
5. N.V. Kostyuchenko et al. // *Intermetallics*. 2018. V. 98, P. 139.
6. I.S. Tereshina et al. // *AIP Advances*. 2018. V. 8, P. 125223.
7. N.V. Kostyuchenko et. al. // *Intermetallics*. 2020. V. 124. P. 106840.
8. L. Opherden et al. // *Phys. Rev. B*. 2019. V. 99. P. 085132.
9. M.I. Dolotenko, *Magnetocumulative generators MK-1 of superstrong magnetic fields*, Sarov, RFNC-VNIIEF, 2015.

Особенности формирования полос непропускания в связанных магнетонных кристаллах с разными периодами

Н.Д. Лобанов¹, О.В. Матвеев¹, М.А. Морозова^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Московский физико-технический институт

nl_17@mail.ru

Распространение спиновых волн в магнетонных кристаллах (МК) – ферромагнитных плёнках с периодически меняющимися параметрами, активно исследуется в задачах современной магнетоники [1]. В настоящей работе рассматривается структура, состоящая из двух связанных МК, разделенных диэлектрическим промежутком. Слоистая структура помещена во внешнее магнитное поле, направленное касательно к плоскости структуры, таким образом, в структуре будут распространяться поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ). Целью работы является исследование формирования запрещенных зон при распространении магнитостатических волн в структуре связанных МК с разными геометрическими и магнитными параметрами.

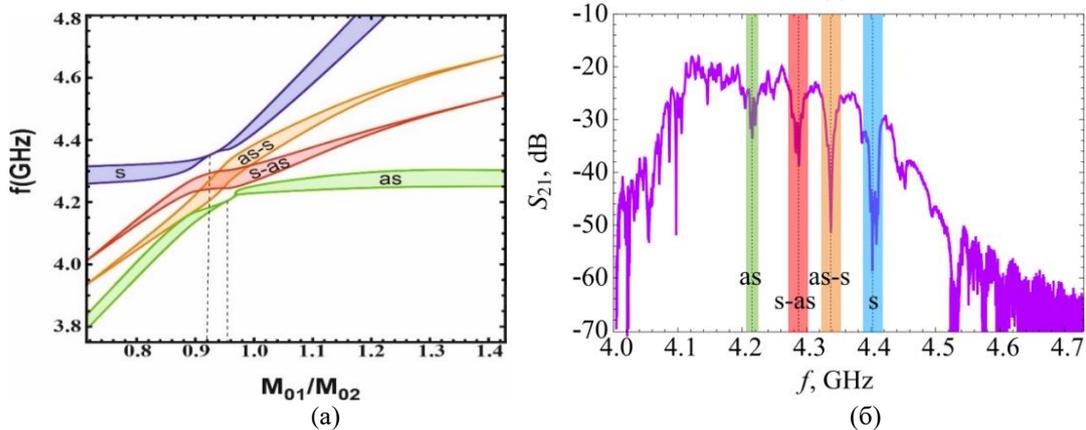


Рис.1 (а) Зависимость ширины и положения запрещенных зон от отношения намагниченностей МК. (б) Экспериментальная амплитудно-частотная характеристика ПМСВ в исследуемой структуре.

Особенностью рассматриваемой связанной структуры, по сравнению с одиночным МК, является распространение на одной частоте двух нормальных волн – симметричной и антисимметричной ПМСВ [2], различие между фазовыми скоростями которых определяется электродинамическим параметром связи. В отличие от структуры, состоящей из двух МК с одинаковыми периодами [3], в работе показано, что в области первого брэгговского резонанса имеет место формирование нескольких запрещенных зон – полос непропускания.

На рис. 1а проиллюстрирована зависимость ширины и положения запрещенных зон от отношения намагниченностей магнетонных кристаллов при сдвиге между кристаллами равном π . Видно, что в зависимости от соотношения намагниченностей можно добиться формирования: четырех ЗЗ (*s*, *as*, *s-as* и *as-s*), трёх ЗЗ (*s*, *s-as*, *as-s*, либо *as*, *s-as*, *as-s*), двух ЗЗ (*s* и *as*).

Для проведения экспериментального исследования магнетонные кристаллы представляли собой плёнки железо-иттриевого граната толщиной 12 мкм с периодической системой канавок на поверхности, расположенных с периодом 150 мкм и 200 мкм. На поверхности одного из МК сверху располагалась диэлектрическая слюдяная пластина толщиной 25 мкм. На диэлектрической пластине сверху располагался

второй МК. На рис. 16 приведена экспериментальная амплитудно-частотная характеристика ПМСВ в исследуемой структуре. Видны 4 ярко выраженных минимума, соответствующие запрещенным зонам s , $s-as$, $s-as$ и as .

Таким образом, показано, что использование таких связанных слоистых структур расширяет функциональные возможности устройств на базе магнетических кристаллов, которые могут использоваться в СВЧ-электронике в качестве перестраиваемых СВЧ-фильтров, фазовращателей, линий задержки.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-79-20121).

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Никитов и др. // УФН. 2015. Т. 185. С. 1099.
2. А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский Магнитостатические волны в электронике СВЧ – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1993. – 311 с.
3. М.А. Morozova et al. // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. P. 223901.

Нелинейная динамика спиновых волн в двуслойных магнитных микроволноводах с эффектом невзаимности

С.А. Одинцов¹, Э.Г. Локк², Е.Н. Бегинин¹, А.В. Садовников¹

¹ Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

² Фрязинский филиал ИРЭ РАН

odinoff@gmail.com

Системы из тонких магнитных пленок являются перспективными ввиду широкого практического применения при обработке информационных сигналов при магнитной записи или хранения информации, а также базой для новых метаматериалов [1]. Такие системы включают в себя разнообразные вариации систем одиночных магнитных пленок, двойных магнитных пленок и многослойных магнитных пленок, состоящих из ферромагнитных (ФМ), антиферромагнитных (АФМ) и немагнитных (НМ) пленок различной толщины и расположения слоев, среди которых многослойные ФМ/НМ в последнее десятилетие приобрели значимый интерес. Исследования динамики спиновых волн (СВ) в ферромагнитных (ФМ) пленках являются значимыми в магнетике. Так как длина СВ короче, чем у электромагнитной волны в гигагерцовом диапазоне частот, то это открывает лучшие перспективы для миниатюризации магнетонных устройств [2].

Известно, что амплитуда прецессии намагниченности поверхностных мод должна быть несимметричной относительно направления распространения называется невзаимностью спиновых волн.

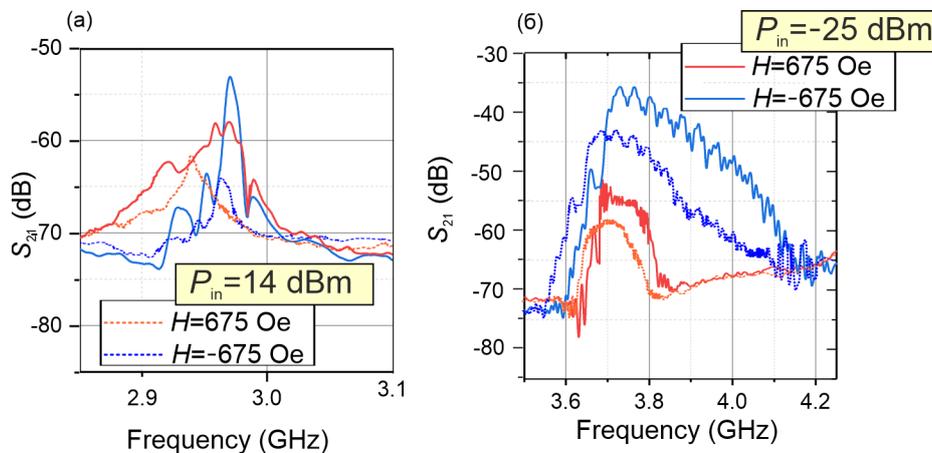


Рис. 1. Зависимость модуля комплексного коэффициента передачи S_{21} от частоты в низкочастотном диапазоне (а) и в высокочастотном диапазоне (б)

В случаях обработки данных невзаимность спиновых волн, которая также может проявляться в виде фазовой, амплитудной или частотной зависимости направления распространения СВ, представляет собой мощный инструмент для возможных приложений в коммуникациях и логических устройствах [3,4]. Стоит отметить, что двуслойные структуры поддерживают отдельные многочастотные полосы распространения спиновых волн, что открывает альтернативные пути для изготовления невзаимных магнетонных устройств [5]. Учитывая выше сказанное, большой интерес представляет исследование невзаимности СВ в латеральных структурах: которые имеют множество вариантов управления режимами распространения СВ.

В настоящей работе рассматривалась структура, состоящая из двуслойного ЖИГ микроволновода, при этом в слоях разная намагниченность насыщения. Проведено

микромагнитное моделирование исследуемой структуры методом конечных разностей. Проведено экспериментальное исследование эффекта невзаимности при изменении Показано, как влияют геометрические параметры волноводов на динамику спиновых волн в двуслойных латеральных структурах.

Исследуемая система представляла собой ферримагнитную двухслойную ферритовую пленку ЖИГ. При создании пленки на подложке из ГГТ сначала был выращен слой чистого ЖИГ толщиной 7 мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M_1 = 1738$ Гс (ЖИГ1), а на нем — слой ЖИГ, легированный галлием и лантаном, толщиной 9 мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M_2 = 904$ Гс (ЖИГ2). Далее волновод помещался в однородное внешнее магнитное поле $H_0 = 670$ Э, ориентированное вдоль оси y , причём имелась возможность менять направление поля на 180 градусов. Ширина исследуемого образца составляла $w = 200$ мкм. Длина волновода $L = 7$ мм.

На рис. 1 показана частотная зависимость модуля комплексного коэффициента передачи S_{21} , измеренного с помощью векторного анализатора цепей E8362C. Приведенная амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) показывает наличие двух зон прохождения для двуслойного магнонного волновода в низкочастотном (LF) (2.92–3.01 ГГц) и высокочастотном (HF) (3.61–4.0 ГГц) диапазонах. Видно, что при изменении направления внешнего магнитного поля видно, как меняется ширина полос пропускания как в LF, так и в HF областях. Выявлена трансформация дисперсионных кривых, распространяющихся в двух противоположных направлениях. С другой стороны, показано, что двуслойные структуры поддерживают две полосы частот распространения спиновых волн. С помощью построенной модели и решения нелинейных дисперсионных уравнений, была показана нелинейная динамика волн, распространяющихся в исследуемой структуре. Полученные результаты подтверждаются экспериментальным исследованием, которое подтверждает возможность распространения спиновых волн в низкочастотном и высокочастотном диапазонах, а также частотные сдвиги в этих областях при изменении мощности сигнала. Эти результаты открывают новые пути изготовления невзаимных магнонных устройств, которые также используют нелинейные свойства спиновых волн.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№20-79-10191).

ЛИТЕРАТУРА

- 1 R. Camley, Z. Celinski, T. Fal, A. Glushchenko, A. Hutchison, Y. Khivintsev, B. Kuanr, I. Harward, V. Veerakumar, V. Zagorodnii // J. Magn. Magn. Mater – 2009 – Vol. 321 – P.2048 – 2054
- 2 A.V. Sadovnikov, G. Talmelli, G. Gubbiotti, E.N. Beginin, S. Sheshukova, S.A. Nikitov, C. Adelman, F. Ciubotaru, Reconfigurable 3D magnonic crystal: Tunable and localized spin-wave excitations in CoFeB meander-shaped film // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol. 544, 2022,
- 3 С.А. Одинцов, А.А. Амиров, А.А. Грачев, В.В. Родионова, А.В. Садовников // Физика твердого тела, 2021, том 63, вып. 9. С.1317
- 4 S.A.Odintsov, S.E.Sheshukova, S.A.Nikitov, E.H.Lock, E.N.Beginin, A.V.Sadovnikov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials Vol. 546 (2021), 168736
- 5 S. A. Odintsov a, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova and A. V. Sadovnikov Reconfigurable Lateral Spin-Wave Transport in a Ring Magnonic Microwaveguide// JETP Letters, 2019, Vol. 110, No. 6, pp. 430–435. ISSN 0021-3640

Исследование температурной зависимости параметра затухания Гильберта в гетероструктуре $\text{MnBi}_2\text{Te}_4/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$

А.С. Пахомов^{1,2}, П.Н. Скирдков^{2,3}, Г.А. Кичин², Ф.М. Максимов¹, А.И. Чернов¹ и К.А. Звездин^{2,3}

¹Московский Физико-Технический Институт (НИУ)

²ООО «Новые спинтронные технологии»

³Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук

a.pakhomov@nst.tech

Большая величина спин-орбитального взаимодействия делает топологические изоляторы (ТИ) очень перспективным материалом для использования в будущих спинтронных устройствах. Одним из таких материалов является недавно получивший популярность топологический изолятор MnBi_2Te_4 , который при низких температурах обладает антиферромагнитными свойствами. В данной работе нами были исследованы образцы гетероструктур типа топологический изолятор/ферромагнетик, где в качестве топологического изолятора был взят MnBi_2Te_4 и в качестве ферромагнетика был использован широко распространенный железоникелевый сплав – пермаллой. Толщина пермаллоя составляет 20 нм, толщина ТИ составляет 10 нм, что соответствует 7 SL (septuple layer).

В этой работе образец измерялся параметр S_{21} в зависимости от внешнего магнитного поля при разных частотах ферромагнитного резонанса в диапазоне температур от 5 К до 295 К. Был исследован параметр затухания Гильберта гетероструктуры при разных температурах. Также дополнительно было измерено напряжение обратного спинового эффекта Холла для этого же образца при тех же температурах, но на частоте 4 ГГц.

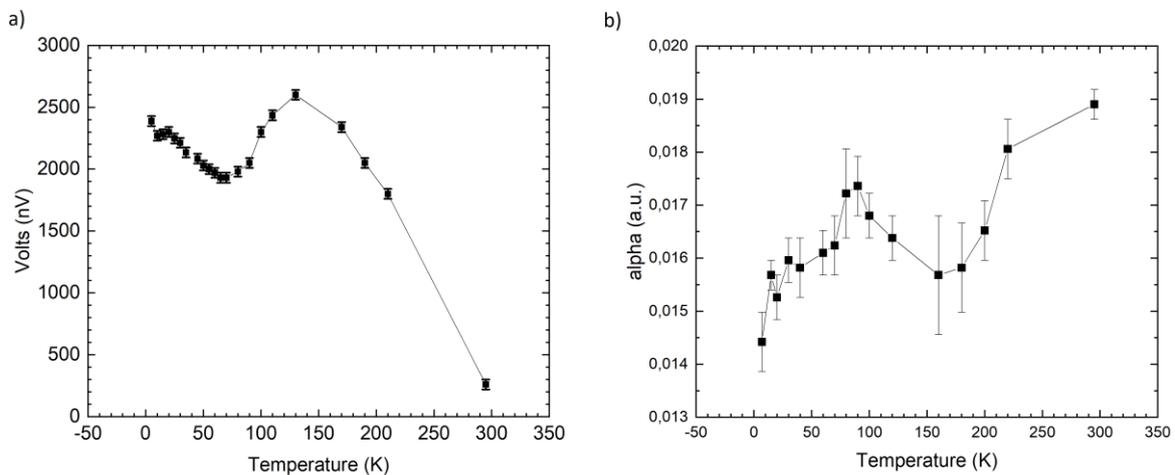


Рис. 1. Зависимости от температуры, а) напряжения обратного спинового эффекта Холла и б) параметра затухания Гильберта.

Было обнаружено anomalous поведение. У параметра затухания Гильберта наблюдаются экстремумы в районе 80 К и 150 К.

Подобное поведение наблюдается и у напряжения обратного спинового эффекта Холла.

Схожее поведение параметра затухания Гильберта наблюдалось ранее в работе [1].

Работа выполнена при поддержке РФФ №19-12-00432

ЛИТЕРАТУРА

1. Zhao, Y., Song, Q., Yang, SH. et al. Experimental Investigation of Temperature-Dependent Gilbert Damping in Permalloy Thin Films. Sci Rep 6, 22890, 2016.

Гибридные магнон-фононные резонаторные структуры для микроволновой спинтроники

Н. И. Ползикова¹, С. Г. Алексеев¹, В. А. Лузанов², А. О. Раевский²

¹ Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

polz@cplire.ru

Фононные системы с возможностью управления их характеристиками с помощью внешних магнитных полей и наоборот – магнетонные с электрическим управлением или гибридные системы с двойным управлением, представляют интерес в качестве современных перестраиваемых телекоммуникационных микроволновых элементов и устройств на их основе, а также элементы магнетонных и спинтронных сетей. Для практики важно, чтобы не только управление, но и возбуждение внешними источниками самих магнетонов – квантов спиновых волн – происходило с минимальным энергопотреблением.

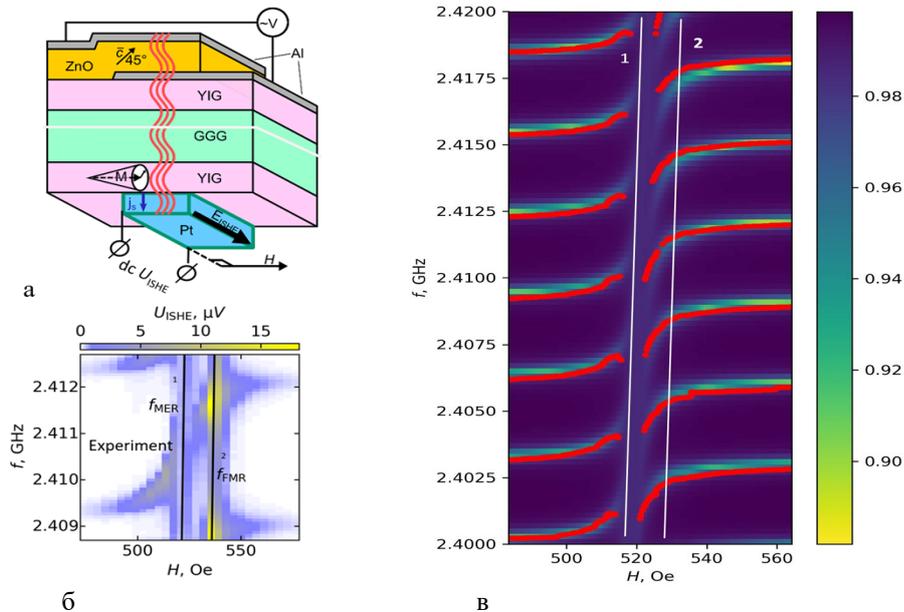


Рис. 1. (а) Схема резонатора. (б) Экспериментальная частотно-полевая зависимость $U_{ISHE}(f, H)$. (в) Экспериментальные зависимости резонансных частот $f_n(H)$ (красные точки) вблизи частоты магнитоупругого резонанса $f_{MER}(H)$ (линия 1) и рассчитанная согласно [2] зависимость $|S_{11}(f, H)|$. Линия 2 – рассчитанная по формуле Киттеля зависимость частоты ферро магнитного резонанса $f_{FMR}(H)$.

В гибридных магнон-фононных структурах, содержащих пьезоэлектрические и ферро(ферри)магнитные слои (Рис. 1 а), электроакустическое возбуждение спиновых волн может осуществляться без приложения переменных магнитных полей (и создающих их токов), что позволяет существенно снизить омические потери в низкоэнергетических устройствах микроволновой спинтроники и магнетоники. Ранее в работах [1-3] мы продемонстрировали и теоретически обосновали эффективное пьезоэлектрическое возбуждение как линейных, так и параметрических спиновых волн (ADSW – acoustically driven spin waves) в гиперзвуквом резонаторе объемных волн (НВАР – High overtone Bulk Acoustic wave Resonator) со структурой ZnO-YIG-GGG-YIG/Pt, показанном на Рис. 1 а. Для детектирования ADSW использовалась создаваемая

ими спиновая накачка – преобразования спинового углового момента ADSW в постоянный спиновый ток \mathbf{j}_s на границе с немагнитным металлом YIG/Pt. В результате обратного спинового эффекта Холла (ISHE) на концах тонкой пленочной полоски из Pt происходит генерация постоянного напряжения U_{ISHE} .

В настоящей работе мы представляем новые результаты экспериментального исследования и их теоретического обоснования резонансного возбуждения линейных и параметрических ADSW, полученные с помощью частотно-полевого (f, H) и мощностно-полевого (P, H) мэппинга двух величин: постоянного напряжения U_{ISHE} на платине и коэффициента отражения S_{11} от электродов пьезопреобразователя (f и P – частота и мощность rf-сигнала, подаваемого на электроды пьезопреобразователя, H – величина внешнего тангенциального магнитного поля). Электрическое возбуждение сдвиговых объемных акустических волн происходит за счет пьезоэффекта в пленке ZnO на резонансных частотах f_n композитного HBAR. В зависимости от величины приложенного магнитного поля возбуждение ADSW происходит либо на тех же частотах (линейный режим) либо, при превышении подаваемой на электроды преобразователя пороговой мощности, на половинных частотах $f_n/2$ (параметрический режим).

Приведенные на Рис. 1 б зависимости $U_{\text{ISHE}}(f, H)$ соответствуют линейному режиму чисто акустического возбуждения спиновых волн. Локализация сигналов напряжения на плоскости (f, H) соответствует положению двух соседних резонансных частот f_n и $f_{n-1}(H)$, которые, в свою очередь, испытывают сдвиг и расщепление (Рис. 1 в) в магнитных полях, соответствующих полю магнитоупругого резонанса (MER), вследствие обратного действия ADSW на упругую подсистему всех слоев [2].

При параметрическом режиме ($H < 400$ Э) акустическая накачка не испытывает существенного обратного воздействия ADSW, поэтому резонансные частоты f_n практически не зависят от H в этом диапазоне полей. Минимальная пороговая мощность для параметрической генерации оказалась достаточно низкой (~ 0.4 мВт), что объясняется высокой добротностью акустического резонатора, возбуждаемого пьезопреобразователем, и согласуется с теоретическими расчетами [4]. Мощностно-полевые зависимости $U_{\text{ISHE}}(P, H)$, измеренные при мощностях, незначительно превышающих пороговые, и с меньшим шагом по полю выявили также характерные области, соответствующие, например, наличию трех-частичных процессов для параметрических ADSW: распада параметрических магнонов ($f_n/2 \rightarrow f_n/4 + f_n/4$) при $H < 185$ Э или их слияния ($f_n/2 + f_n/2 \rightarrow f_n$) при $H = 85$ Э.

В заключение, мы показали теоретически и экспериментально, что гибридная магнон-фононная резонаторная структура в виде HBAR является эффективным источником спинового тока. Кроме того, функциональные зависимости $U_{\text{ISHE}}(f, H)$ отражают результат прямого электрического детектирования магнонов (как линейных, так и параметрических) и содержат информацию о разнообразной спиновой динамике, и параметрах магнитных сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. I. Polzikova et al. //AIP Advances. 2016. V.6. №5. P. 056306.
2. N.I. Polzikova et al. //J. Magn. and Magn. Mater. 2019. V.479. P. 38.
3. S.G. Alekseev et al. //Appl. Phys. Lett. 2020. V.117. № 7. P. 072408.
4. Ползикова Н. И., Алексеев С. Г., Раевский А. О. //Радиотехника и электроника. 2021. Т. 66. №11. С.1133.

3D структуры магноники для создания функциональных элементов межсоединений магнетронных сетей

А.В. Садовников¹, Е.Н. Бегинин¹, А.А. Мартышкин¹, А.А. Грачев¹, С.А. Никитов^{1,2}

¹ Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

SadovnikovAV@gmail.com

Переход от двухмерной архитектуры магнетронных сетей к трехмерной в настоящее время представляет большой интерес ввиду развития концепций обработки и хранения данных на принципах магноники [1]. В электронике трехмерные схемы требуют эффективного отвода джоулева тепла от вычислительных элементов, что представляет собой технологическую проблему. Для сравнения, магнетроника позволяет передавать информационный сигнал, закодированный в амплитуду и фазу спиновых волн (СВ), что не сопровождается нагревом.

Стоит отметить два важных преимущества при использовании СВ в качестве носителей информационного сигнала: отсутствие омических потерь при распространении СВ и миниатюризация до нанометровых размеров структур, поддерживающих передачу спин-волнового сигнала.

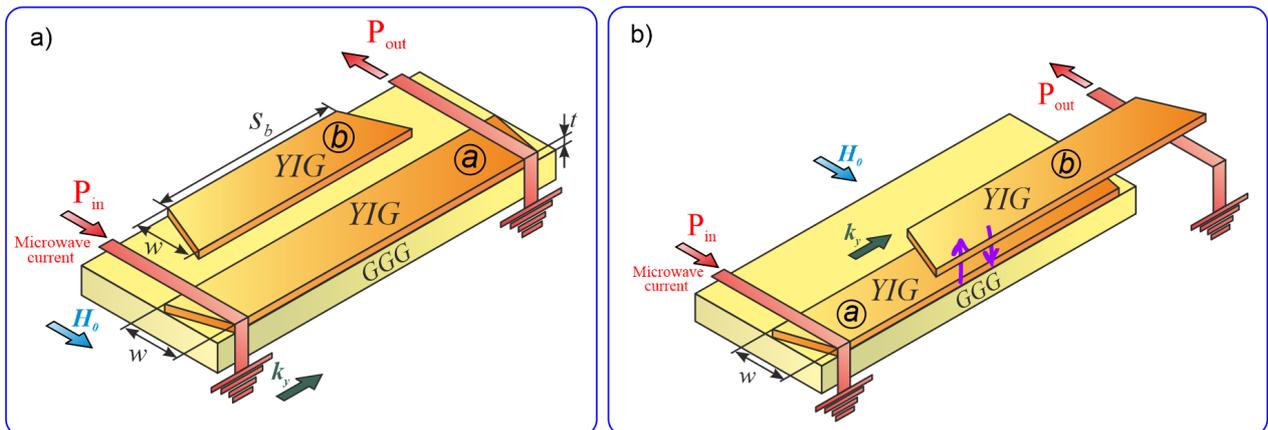


Рис. 1. Варианты использования эффектов спин-волновой связи для создания элементов межсоединения в плоскостной (латеральной) геометрии (а) и с вертикальной ориентацией микроволноводов (б).

Одним из вариантов создания элементов межсоединений на основе магнитных квазидвумерных и трехмерных (3D) структур в латеральных и вертикальных топологиях с микро- и нанометровыми размерами волноведущих элементов является базовый элемент, выполненный в виде ферритовых микроволноводов, расположенных на одной подложке и связанных через боковую стенку (рис.1а), либо связанных в вертикальном направлении (рис.1б). При этом межсоединения будут выполнять не только передачу информационного сигнала, закодированного в виде амплитуды и фазы СВ, а также и функциональную обработку, осуществляя режимы параллельного и многопотокового (де)мультиплексирования спин-волнового сигнала в частотной, временной и пространственной области.

Ферромагнитные пленки и многослойные пленки меандрового типа, выращенные на поверхности периодически структурированных подложек, можно рассматривать как трехмерную магнетронно-кристаллическую структуру (см. рис.2). Недавние исследования трехмерных пленок в форме меандра на основе диэлектрических (YIG) [2-4] и металлических (CoFeB, NiFe) [5-7] материалов продемонстрировали способность управлять спектрами СВ. Магнетронная зонная структура однослойных CoFeB и двухслойных пленок CoFeB /Ta/NiFe в форме меандра, получена с помощью метода

Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии. Более узкая ширина магнной запрещенной зоны наблюдалась для структуры CoFeB/Ta/NiFe по сравнению с образцом CoFeB. Это может быть связано с межслойной дипольной связью, которая изменяет дисперсионную характеристику спиновых волн. Свойства отдельных мод дополнительно характеризовались фазовым соотношением (синфазным или не синфазным) между колебаниями намагниченности в двух слоях и их локализацией в горизонтальном и вертикальном сегментах.

Методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии оказывается возможным провести построения карт динамической намагниченности по всей поверхности пленки. С помощью методов микромагнитного моделирования и экспериментального метода широкополосного ферромагнитного резонанса (ФМР) показана трансформация спектров СВ при варьировании угла подмагничивания (см. рис.3). При этом помимо анизотропии типа «легкая ось» в меандровых структурах наблюдается формирование локализованных спин-волновых мод.

Рассматриваемый класс 3D структур может найти применение в качестве элементов межсоединений для многослойных топологий магнных сетей, выполняющих функции обработки информационных сигналов [8].

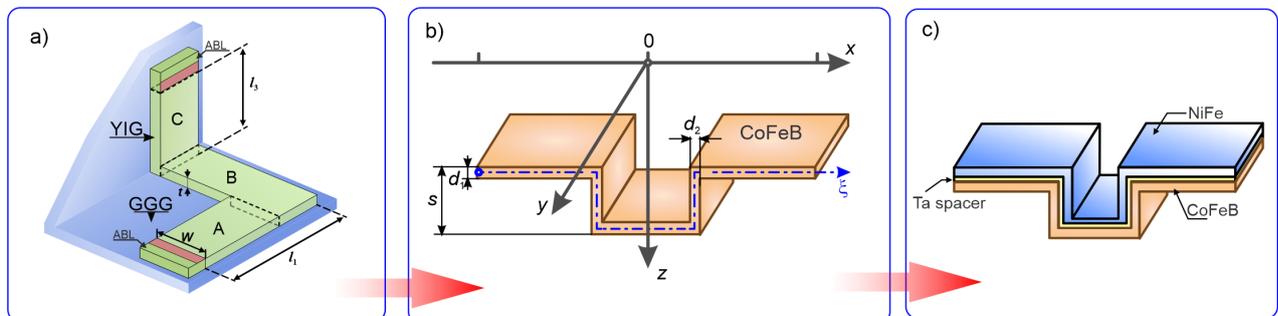


Рис. 2. Структуры с нарушением трансляционной симметрии для передачи и обработки спин-волнового сигнала в виде сочленений магнных микроволноводов (а) меандровых магнных структур, выполненных в виде одного слоя ферромагнетика (б) или в виде двуслой структуры (с).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№20-79-10191).

ЛИТЕРАТУРА

- 1 С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин, и др.// " УФН 190 1009–1040 (2020)
- 2 E. N. Beginin et. al. // Appl. Phys. Lett. 2018 V. 112, P. 122404
- 3 V. K. Sakharov et. al. // Appl. Phys. Lett. 202. V. 117. P. 022403.
- 4 V. Sakharov et. al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. V. 545. P. 168786.
- 5 G.Gubbiotti et. al. // Phys. Rev. Applied. 2021. V. 15. P. 014061.
- 6 G. Gubbiotti et. al. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. P. 162405.
- 7 A.V. Sadovnikov et. al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. V. 544. P. 168670.
- 8 Beginin E.N. et. al. "Three-Dimensional Magnonics". CRC Press.

Спин-трансферный диодный эффект: от фундаментальных исследований к приложениям

П.Н. Скирдков^{1,2}, К.А. Звездин^{1,2}

¹ Новые спинтронные технологии

² Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН

petr.skirdkov@phystech.edu

Интерес к спинтронным гетероструктурам на основе магнитных туннельных контактов (МТК) вызван в первую очередь возможностью их эффективного использования для записи и хранения информации. Однако на этом не ограничивается спектр их применения. Отдельный интерес вызывает микроволновая динамика намагниченности в подобных структурах. Было показано, что при помощи магнитного туннельного контакта возможно генерировать переменный (микроволновой) сигнал под действием постоянного спин-поляризованного тока [1]. На основе данного эффекта предполагается создать новое поколение генераторов переменного сигнала, называемых спин-трансферный наноосциллятор (СТНО), для телекоммуникационных устройств.

Не меньший интерес представляет и обратный к рассмотренному выше эффект – спин-трансферный диодный эффект [2]. Данный эффект заключается в том, что при пропускании через МТК переменного спин-поляризованного тока с частотой, близкой к резонансной, на выходе создается постоянная компонента напряжения. Он может быть очевидным образом использован для детектирования сигнала. В первых работах эффективность выпрямления переменного сигнала не превышала 1.4 мВ/мВт. В 2014 году экспериментально была продемонстрирована рекордная чувствительность спин-трансферного диода при комнатной температуре 12000 мВ/мВт [3]. Данную чувствительность удалось достичь за счет использования постоянного тока смещения. В дальнейшем удалось повысить чувствительность вплоть до 210000 мВ/мВт [4-5] за счет использования тока смещения и синхронизации колебаний к внешнему сигналу. Сводные зависимости чувствительности от мощности приведены на Рис.1.

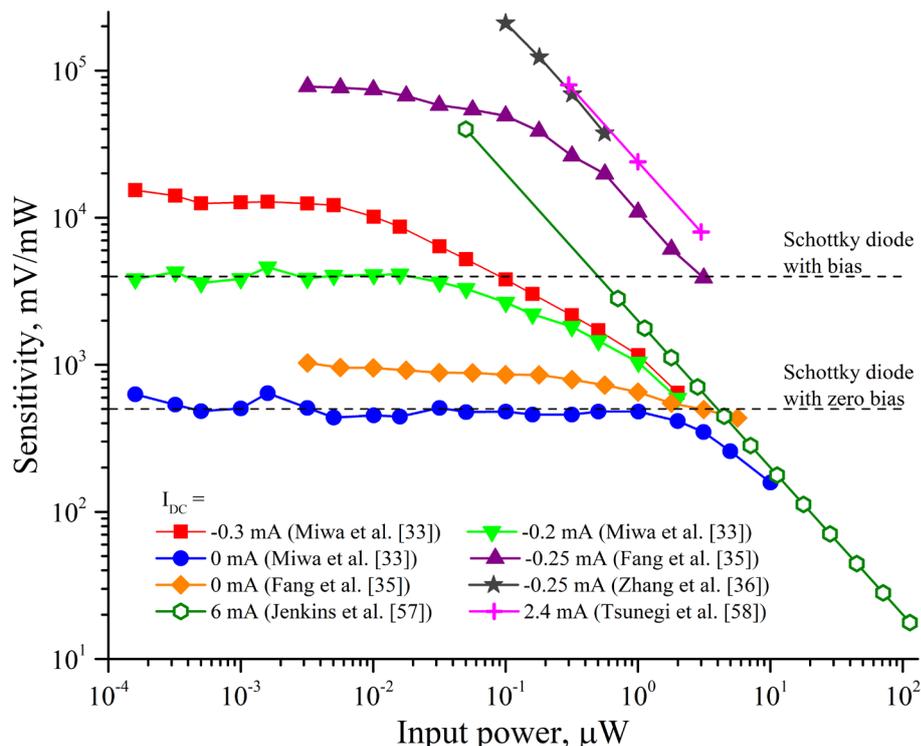


Рис.1. Сводные зависимости чувствительности от мощности для случаев разных токов смещения.

Помимо резонансных спин-трансферных диодов отдельный интерес вызывают широкополосные. В первую очередь это связано с их потенциалом в области сбора фоновой радиочастотной энергии. Впервые широкополосный режим выпрямления был предсказан теоретически в 2012 году [6] для систем в перпендикулярном магнитном поле. Затем экспериментально было показано, что он может быть реализован без внешнего поля в МТК с перпендикулярной магнитной анизотропией [7]. Применение спин-трансферного спинового диода расширяет допустимый диапазон частот.

В то же время расширение частотного диапазона возможно и в резонансном режиме, за счет использования более экзотичных магнитных состояний. Например, вихревое распределение намагниченности приводит к пониженным частотам [8-9], а обменное закрепление – к повышенным [10]. Помимо этого, мало стабильные магнитные состояния (такие как угловые состояния с выходом из плоскости) позволяют достигать рекордных значений чувствительности, даже без токов смещения [11].

В данном обзорном докладе мы демонстрируем путь развития спин-трансферных диодов. Будут показаны варианты повышения чувствительности и объяснены физические механизмы, стоящие за этим. Отдельно разобраны возможности инженерии резонансной частоты и перехода к широкополосному выпрямлению. Рассмотрено влияние магнитного распределения на особенности выпрямления. В завершении обсуждаются возможные практические применения упомянутых эффектов.

Работа выполнена при поддержке РФФ №19-12-00432.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.I. Kiselev et al. // Nature. 2003. V. 425. P. 380-383.
2. A. Tulapurkar et al. // Nature. 2005. V. 438. P. 339.
3. S. Miwa et al. // Nat. Mater. 2014. V. 13. P. 50.
4. B. Fang et al. // Nat. Commun. 2016. V. 7. P. 11259.
5. L. Zhang et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. P. 102401.
6. O. Prokopenko et al. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 123904.
7. B. Fang et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. P. 014022.
8. A. Jenkins et al. // Nature Nanotechnology. 2016. V. 11. P. 360–364.
9. P.N. Skirdkov et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. P. 242403.
10. A.A. Khudorozhkov et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. P. 214410.
11. A.G. Buzdakov et al. // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 15. P. 054047.
12. P.N. Skirdkov et al. // Annalen der Physik. 2020. V. 532. P. 1900460.

Исследование магнитных гетероструктур гармоническим методом

А.С. Трушин¹, Г.А. Кичин¹, К.А. Звездин^{1,2}

¹ Новые спинтронные технологии, Российский квантовый центр, Инновационный центр Сколково,

² Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук

a.trushin@nst.tech

Управление намагниченностью наноустройств без использования внешних магнитных полей, представляет большой интерес, поскольку такой подход открывает широкие возможности для разработки новых спинтронных устройств, которые можно интегрировать в классические электронные устройства.

Управление намагниченностью возможно за счет использования спин-поляризованного тока или за счет накопления спин-поляризованных зарядов на границе между магнитным и немагнитным материалом с большим спин-орбитальным моментом. Переключение намагниченности происходит либо за счет прямой диффузии спин-поляризованного тока, либо за счет обмена.

Возникновение спинового тока или накопление спин-поляризованных электронов вблизи поверхности происходит за счет спинового эффекта Холла, который заключается в том, что при пропускании тока через систему с большим спин-орбитальным взаимодействием, электроны становятся спин-поляризованными, что в последствии, влияет на вектор намагниченности самой структуры, либо за счет эффекта Рашбы-Эдельштейна, в результате чего происходит накопление спина.

В обоих случаях создается эффект, схожий с возникновением дополнительного «эффективного магнитного поля», которое и влияет на намагниченность. Для оценки этого «эффективного магнитного поля» применяется метод адиабатического (низкочастотного) гармонического напряжения Холла [1].

Динамика намагниченности описывается уравнению Ландау-Лифшица-Гильберта:

$$\frac{\partial \hat{m}}{\partial t} = -\gamma \hat{m} \times \left(-\frac{\partial E}{\partial \hat{M}} + \Delta \vec{H} \right) + \alpha \hat{m} \times \frac{\partial \hat{m}}{\partial t} \quad (1)$$

Где эффективное поле:

$$\Delta \vec{H} = a_J (\hat{m} \times \hat{p}) + b_J \hat{p} \quad (2)$$

Здесь параметры a_J и b_J , именуемые полевыми и дэмпирующими факторами соответственно, \hat{p} - это направление поляризации верхнего слоя структуры.

Гармонический метод позволяет эффективно экспериментально исследовать и вычислить данные параметры.

В нашей работе мы использовали данный метод для оценки величины и направления эффективного поля в магнитных гетероструктурах с разной намагниченностью. Среди них исследовались образцы на основе CoFeB, поскольку они привлекательны из-за высокой спиновой поляризации. Исследуемый образец предоставляет собой гетероструктуру с конфигурацией: MgO 2|CoFeB 2|Ta 5|Ru 5 (толщины в нм). Образец обладает намагниченностью ориентированную в плоскости образца.

Структура выполнена в холловской геометрии, при этом для измерения дэмпинга напряжение измеряется на продольных, а не поперечных контактах.

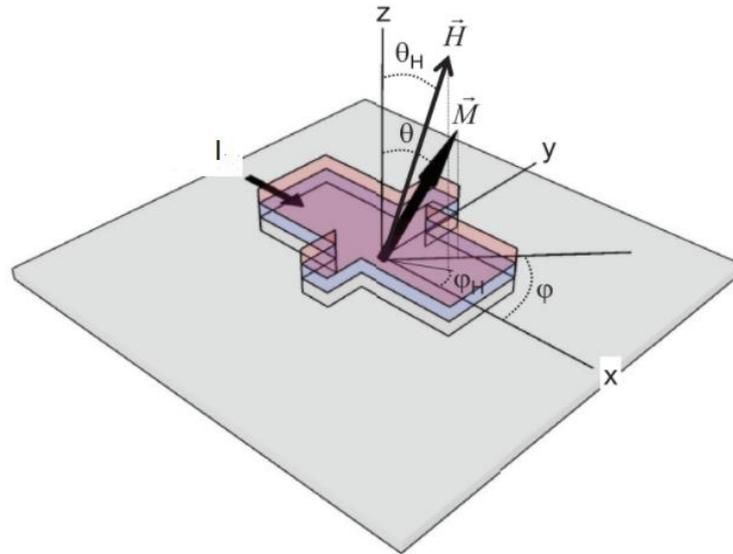


Рис. 1. Геометрия эксперимента. H – внешнее магнитное поле, M – намагниченность образца, I – направление тока.

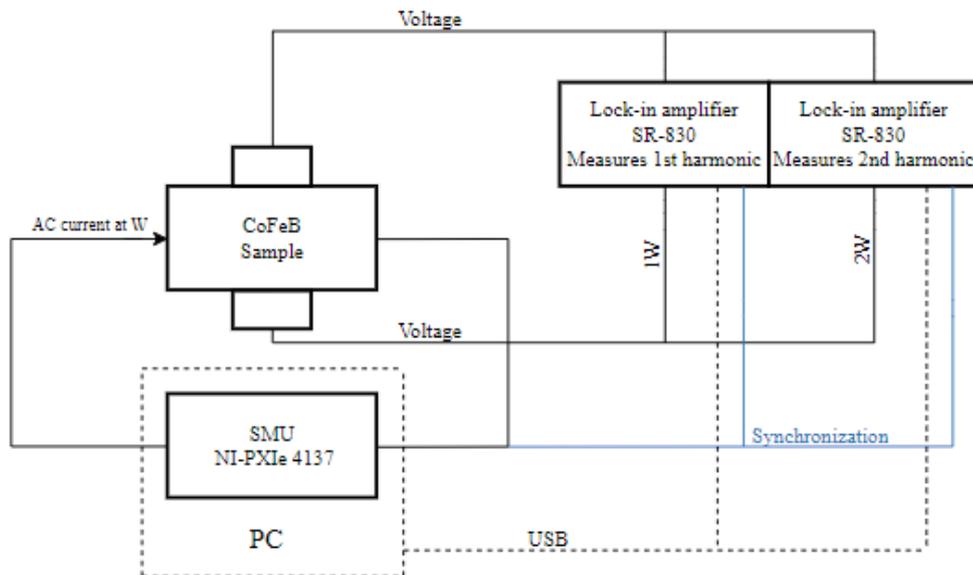


Рис. 2. Блок-схема эксперимента.

Работа выполнена при поддержке РФФ №19-12-00432.

ЛИТЕРАТУРА

1. U. H. Pi, et al. // Appl. Phys. Lett. 97, 162507 (2010).
2. Masamitsu Hayashi et al. // PHYSICAL REVIEW B 89, 144425 (2014)
3. Hiromu Gamou, Ye Du, Makoto Kohda and Junsaku Nitta // PHYSICAL REVIEW B 99, 184408 (2019)

Эволюция мод магнитного туннельного перехода при изменении направления внешнего магнитного поля

М. Д. Шканакина^{1,2}, Г. А. Кичин^{2,3}, П. Н. Скирдков^{2,3,4}, К. А. Звездин^{2,3,4}

¹ Московский институт электронной техники,
² Новые спинтронные технологии, Российский квантовый центр, Инновационный центр Сколково,

³ Московский физико-технический институт,

⁴ Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН.

m.shkanakina@rgc.ru

Спинтроника представляет собой быстро развивающееся перспективное направление нанoeлектроники. В спинтронных устройствах, наряду с зарядом, используется спиновая степень свободы электрона, что предоставляет новые функциональные возможности для обработки и передачи информации. На сегодняшний день спинтронные устройства уже применяются в магниторезистивных считывающих головках жестких дисков [1], сенсорах магнитного поля [2], в магниторезистивной оперативной памяти [3-5]. В основе спинтронных устройств лежит магнитный туннельный переход (МТП) [6], состоящий из двух ферромагнитных слоев, разделенных диэлектриком MgO. Нижний ферромагнитный слой обладает фиксированной ориентацией намагниченности и называется опорным, а верхний ферромагнитный слой, имеющий переменную ориентацию намагниченности, называется свободным. В настоящее время большой интерес исследователей вызывают спинтронные СВЧ приборы, такие как наногенераторы [7] и спин-диодные детекторы [8]. В спин-трансферных диодах, при подаче сверхвысокочастотного (СВЧ) сигнала на верхний электрод МТП с частотой, близкой к частоте его ферромагнитного резонанса, в свободном слое наблюдается динамическое возбуждение намагниченности, что ведет к выпрямлению входящего радиочастотного сигнала. Данный процесс может иметь сложный многомодовый характер. Этот эффект лежит в основе работы спин-трансферных диодов [6] и может быть изучен с помощью экспериментальной методики ST-FMR (spin-torque ferromagnetic resonance) [9]. В нашей работе экспериментально и теоретически исследовано возбуждение намагниченности свободного слоя МТП сверхвысокочастотным спин-поляризованным током в зависимости от направления и величины внешнего магнитного поля.

Экспериментальная часть

Исследуемые образцы представляют из себя многослойную структуру: CoFe₃₀ (опорный слой) / MgO (туннельный барьер) / CoFe₄₀B₂₀ / Ta / NiFe, где последние три слоя составляют свободный слой, изготовленную в INL. По окончании нанесения стека слоев, образцы отжигаются при температуре 330 °С в магнитном поле в течение двух часов, тем самым магнитные слои приобретают намагниченность в плоскости. Подробная информация о размерах и ТМС (туннельном магнетосопротивлении) [9-10] образцов представлена в таблице 1.

Таблица 1. Диаметр, ТМС исследуемых образцов

Образец	S1	S2	S3	S4
Диаметр образца, нм	100	100	150	200
ТМС, %	118.5	77.2	93.5	90

Для изучения динамики намагниченности ферромагнитных слоев в магнитных туннельных переходах был использован метод ST-FMR. На образцы подавался СВЧ

сигнал мощностью -10dVm , частота сигнала варьировалась в диапазоне от 2 до 6 ГГц. Частотный диапазон был выбран так, чтобы минимизировать влияние низкочастотного шума на форму мод. Напряжение на выходе образцов регистрировалось с помощью прецизионного источника-измерителя <модель>.

Измерения проводились при различных направлениях внешнего магнитного поля относительно плоскости относительно легкой оси намагниченности $\theta \in [0^\circ; 90^\circ]$, и в диапазонах внешнего магнитного поля $(-1000; 1000 \text{ Э})$, $(-1000; 1000 \text{ Э})$ для образцов S1, S2, $(-400; 400 \text{ Э})$ для образца S3, и $(-500; 500 \text{ Э})$ для образца S4. Погрешность угла не превышала 1° .

Результаты

На рисунке 1 а представлены ST-FMR спектры образца S1 при направлении поля $\theta = 30^\circ, 60^\circ, 64^\circ, 70^\circ, 80^\circ$. Мы обнаружили две моды V-образные моды, симметричные относительно поля 140 Э : V1, которая существует на частотах свыше 4 ГГц и V2, существующая на частотах 2 ГГц и выше. При изменении направления поля мода V1 преобразуется в W-образную конфигурацию, посредством взаимодействия с модой V2. Мода W имеет два глубоких локальных минимума, меняющих свое положение в частотном диапазоне, а при $\theta = 64^\circ$, оба минимума симметричны в частотной области. В то же время положение ФМР-пику моды V2 (рис. 2 д) при фиксированном значении поля -220 Э смещается в область более высоких частот с 5.6 ГГц до 5.88 ГГц . Моды V1 и V2 симметричны в малых полях и являются модами свободного слоя, где мода V1 претерпевает значительную деформацию с увеличением угла направления внешнего поля, а мода V2 является нечувствительной к направлению поля.

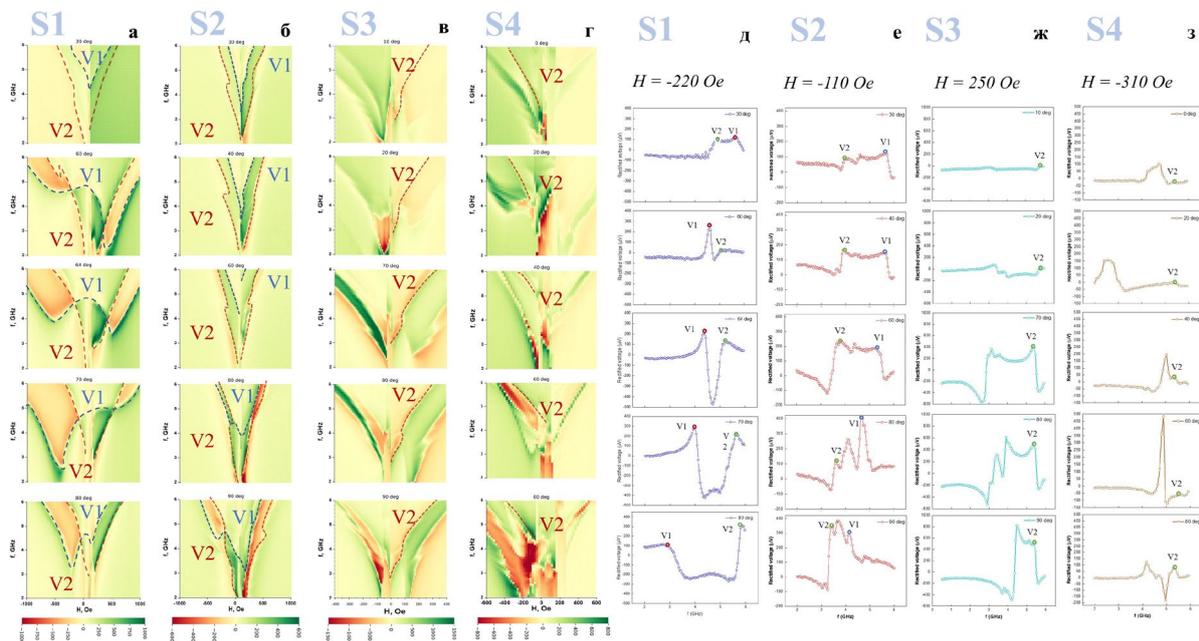


Рис. 1. Графики спектров и срезов ST-FMR для образцов: а, S1: $\theta = 30^\circ, 60^\circ, 64^\circ, 70^\circ, 80^\circ$; б, S2: $\theta = 30^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 90^\circ$; в, S3: $\theta = 10^\circ, 20^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$; г, S4: $\theta = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$. На графиках синим пунктиром отмечена мода V1, а красным пунктиром – мода V2. д, S1: $H = -220 \text{ Э}$; е, S2: $H = -110 \text{ Э}$; ж, S3: $H = 250 \text{ Э}$; з, S4: $H = -310 \text{ Э}$. На графиках отмечены ФМР-пики моды V1 и моды V2

Обнаружив в образце S1 моду, нечувствительную к направлению внешнего поля, мы проверили ее наличие в таком же образце S2. На рисунке 1 б представлены ST-FMR

спектры для образца S2, на которых также наблюдаются две моды V1 и V2, существующие на частотах выше 3 ГГц и 2 ГГц соответственно. С изменением направления внешнего поля мода V1 деформируется в W-образную посредством взаимодействия с модой V2, в то же время конфигурация моды V1 не претерпевает значительных изменений с увеличением угла поля. Зафиксировав величину поля -110 Э и изменяя его направление (рис. 2 е), мы наблюдали перемещение ФМР-пика моды V2 в частотной области от 3.9 ГГц до 3,4 ГГц. Исходя из этого, мода V1 является более чувствительной к направлению поля по сравнению с модой V2.

С увеличением размера образца намагниченность свободного слоя становится более неоднородной, тем самым на ST-FMR спектрах наблюдается многомодовость в малых полях (рис. 1 в, г) [10-11]. Неоднородные моды входят в классификацию краевых и их влияние ослабевает при повышении величины поля [11]. Таким образом достаточно сложно идентифицировать моду V2 на спектрах образцов S3 и S4 в полях -200–200 Э. Сделав срез по полю 250 Э и -310 Э (рис. 2 ж, з) соответственно для образцов S3 и S4, мы смогли определить наличие нечувствительной моды к направлению поля. ФМР-пик моды V2 для образца S3 с изменением направления поля θ от 0° – 50° находится на частоте 5.3 ГГц и при $\theta = 60^\circ$ смещается в 5.5 ГГц, оставаясь в этом положении при увеличении θ до 90° . Для образца S4 ФМР-пик моды V2 образца не изменяет своего положения и находится на частоте 5.4 ГГц.

Моделирование и обсуждение результатов

Для того чтобы объяснить природу наблюдаемых мод, мы проанализировали поведение объемной или квазиоднородной моды свободного слоя при различных направлениях θ внешнего магнитного поля. Для этого мы использовали уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ):

$$\dot{M} = -\gamma[M \times H_{eff}] + T_{STT} + \frac{\alpha}{M_s}[M \times \dot{M}], \quad (1)$$

где M - вектор намагниченности свободного слоя, γ - гиромагнитное отношение, α - константа затухания Гильберта, M_s - намагниченность насыщения и H_{eff} - эффективное поле, состоящее из магнитостатического поля, поля анизотропии, и внешнего магнитного поля, зависящего от θ , T_{STT} - вращающий момент, создаваемый эффектом переноса спина. Параметры, используемые в моделировании: $\alpha = 0.01$, $M_s = 920 \text{ emu/cm}^2$.

На рисунке 2 а представлено влияние направления внешнего магнитного поля на ферромагнитный резонанс квазиоднородной моды идеально круглого образца. По результатам моделирования на фиксированной величине поля $H = -200$ Э и различных θ наблюдается ФМР пик на частоте 4.04 ГГц, который с изменением направления поля не изменяет своего положения в частотной области.

Экспериментальным методом ST-FMR было установлено, что в более крупном образце S4 положение ФМР-пика моды V2 не изменяется, а ферромагнитный резонанс моды V2 в образцах S1-S3 под влиянием направления внешнего магнитного поля незначительно смещается в частотном диапазоне. Данный сдвиг резонансов в частотной области может быть связан с формой образца, которая при технологических этапах литографии, могла приобрести эллиптичность, с аспектным соотношением радиусов немного больше 1. Влияние дифракционных эффектов на этапах литографии может быть существенным при создании элементов субмикронных размеров. Мы проверили данную гипотезу с помощью моделирования (1), добавив образцу эллиптичность. Зафиксировав поле -200 Э (рис. 2 б), мы обнаружили незначительное

смещение ФМР-пика в частотной области от 4,24 ГГц до 3,96 ГГц. Исходя из вышеперечисленного, в круглых образцах S1-S4 мода V2 является квазиоднородной модой свободного слоя.

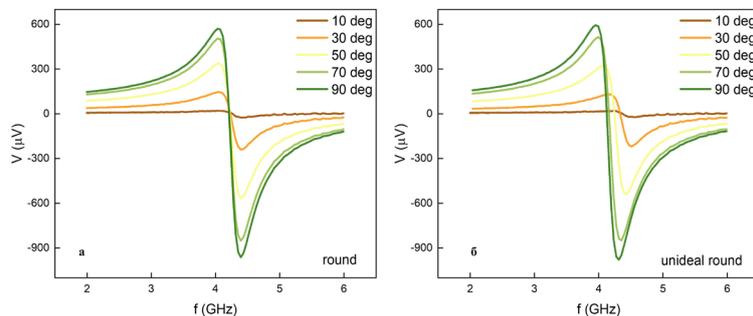


Рис. 2. Кривые ферромагнитного резонанса при фиксированной величине поля -200 Э для образца: а, идеально круглого; б, эллиптического.

В нашей работе мы исследовали ST-FMR спектры для серии круглых образцов МТП различных размеров в зависимости от направления и величины внешнего магнитного поля. В образцах с диаметром 100 нм были обнаружены две моды, одна из которых деформировалась с изменением направления поля, а ферромагнитный резонанс второй незначительно смещался в частотной области при изменении направления поля. Мы обнаружили, что данные моды устойчивы в широком диапазоне полей, что делает нетривиальным вопрос об их природе. Для разрешения этого вопроса были исследованы образцы более крупных размеров, на спектрах которых также была идентифицирована мода, нечувствительная к направлению поля и неоднородность намагниченности в малых полях – многомодовость. С помощью моделирования мы определили, что мода, нечувствительная к направлению поля, является объемной модой свободного слоя, а сдвиги ее ФМР-пику в образцах субмикронных размеров вызваны неидеальной формой МТП. Таким образом, краевые моды наблюдаются в динамике намагниченности магнитных слоев МТП не только в малых полях, как описано в [11, 12], но и в больших полях, для образцов субмикронных размеров. Данный эффект наблюдается как в эксперименте, так и компьютерном моделировании.

Работа выполнена при поддержке РФФ №19-12-00432.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lenz, J. Edelstein. // IEEE Sens. J. 2006. No 6, P. 631–649.
2. S. I. Kiselev et al. // Nature. 2003. No 425. P. 380.
3. J. A. Katine et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. No 84. P. 3149.
4. M. Hosomi et al. // Int. Electron Devices Meet. 2006. P. 473.
5. D. Houssameddine et al. // Nat. Mater. 2007. No 6, P. 447.
6. P. N. Skirdkov and K. A. Zvezdin // Ann. Phys. 2020. P. 532.
7. T. Kawahara et al. // Int. Electron Devices Meet. 2006. P.473.
8. B. Fang et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. No 11.
9. B. Fang, M. Carpentieri, S. Louis, et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. No 11.
10. J. C. Sankey et al. // Nat. Phys. 2008. No 4. P. 67.
11. Z. Zeng, et al. // Phys. Rev. 2010. No 82.
12. A. Helmer et al., Phys. Rev. 2010. No 81.

Классические и квантовые эффекты в динамике намагниченности, индуцированные коротким импульсом спинового тока

В.В. Юрлов¹, К.А. Звездин^{1,2}, А.К. Звездин^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (НИУ)

²Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН

yurlov.vv@phystech.edu

Рассмотрена классическая динамика магнитного момента в легкоплоскостном магнетике под воздействием пикосекундного импульса спинового тока, что исследовалось ранее в работе [1]. В рамках исследования, получены аналитические выражения для описания процессов спиновой переориентации для систем со слабой диссипацией а также эффективные Лагранжиан и термодинамический потенциал данных магнитных структур. Для демонстрации картины спиновой динамики были построены диаграммы переключения намагниченности в зависимости от внешних параметров системы, таких как величины плотности электрического тока, внешнего магнитного поля и длительности импульса электрического тока (см. Рис. 1). Видим что при фиксированном электрическом токе может наблюдаться как переключение намагниченности, так и его отсутствие в зависимости от величины магнитного поля. Отметим, что переключение возможно и при нулевом магнитном поле при большой величине плотности электрического тока. На Рис. 1 построена диаграмма переключения в зависимости от длительности импульса и величины электрического тока. Картина переключения указывает на сильную стохастичность при малой величине длительности импульса системы. Затем наблюдается область полного отсутствия переключения, после которой переключение наблюдается стабильно. Таким образом, чем меньше длительность импульса электрического тока тем на большем диапазоне плотности электрического тока будет наблюдаться области стохастичности. Данный эффект может быть связан с временем релаксации системы. Когда длительность импульса сравнима с характерным временем релаксации, то переключение может наблюдаться или не наблюдаться в зависимости от их соотношения. Однако, чем больше величина длительности импульса, тем переключение происходит более стабильно при заданных внешних параметрах.

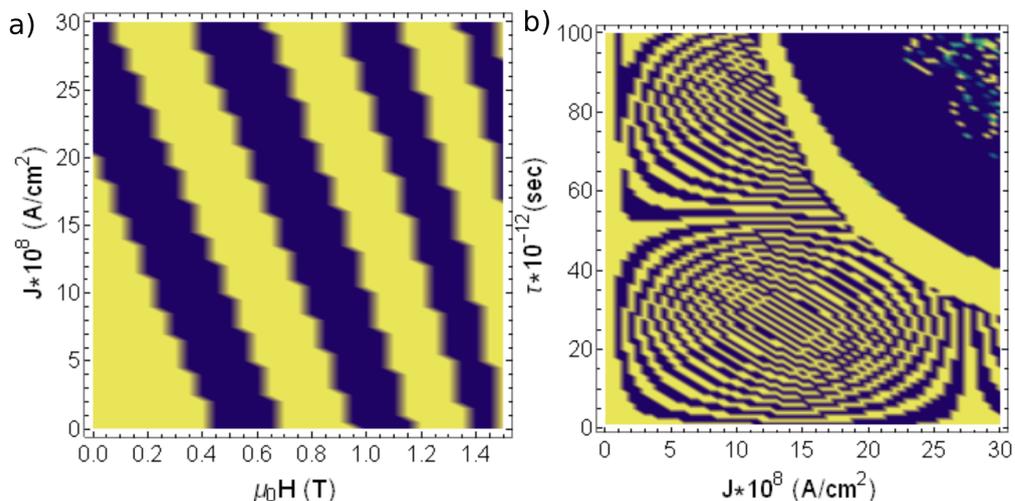


Рис. 1. а) и б) диаграммы переключения для классической динамики магнитного момента в координатах плотность электрического тока – магнитное поле и длительность импульса электрического тока – плотность электрического тока, соответственно. Желтая область диаграмм отвечает отсутствию переключения намагниченности, а синяя соответствует переключению намагниченности.

В случае низких температур и слабой диссипации в магнитной системе могут проявляться квантовые свойства [1]. Эффективный лагранжиан, записанный для динамики магнитного момента позволяет построить модель квантового бита, аналогичный простейшему типу зарядового кубита, который рассматривается в рамках теории переходов Джозефсона [2,3]. Квантовые эффекты связанные с макроскопической динамикой в джозефсоновском переходе могут быть описаны если заряд и фазу понимать как операторы обобщенного импульса и координаты соответственно. В нашем случае данными величинами являются проекция намагниченности на направление, перпендикулярное плоскости магнетика (или полярный угол), и азимутальный угол соответственно. Данная модель позволяет определить параметры магнитной системы (время диссипации, геометрические размеры), при которых возможна реализация квантовых эффектов.

Работа выполнена при поддержке РФФ №19-12-00432.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.К. Звездин // ЖЭТФ. 2002. Т 122. В. 4 (10). С. 879-885.
2. A. Kringhoj et al. // Phys. Rev. B. V. 97. No 6. P. 060508.
3. D. Riste et al. // Nature Communications 2013. V. 4. No 1. P. 1913.

Лазерно-индуцированная спиновая динамика в тонких слоях ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиков FePS_3 и NiPS_3

Е. А. Архипова,^{1,2} Д. В. Кунту,¹ Е. Coronado,³ S. Mañas-Valero,³ С. Voix-Constant,³
А. М. Калашникова¹

¹ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021 С.-Петербург, Россия

²С.-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Политехническая 29,
195251 Санкт-Петербург, Россия

³Instituto de Ciencia Molecular (ICMol) Universidad de Valencia. Catedrático José Beltrán 2 46890,
Paterna, Spain

elizaveta.arhip@yandex.ru

Слоистые ван-дер-ваальсовы кристаллы представляют собой класс твердых тел, для которых характерна сильная связь между атомами одного слоя и относительно слабая ван-дер-ваальсова связь между слоями. Возможность получения отдельных слоев таких материалов методом эксфолиации позволяет изучать их свойства в двумерном пределе. Магнитные ван-дер-ваальсовы кристаллы в будущем могут найти применение при создании сверхтонких устройств электроники и спинтроники, а также они могут быть использованы для создания гетероструктур с уникальными свойствами [1]. Тиофосфаты переходных металлов MPS_3 ($\text{M} = \text{Fe}, \text{Ni}, \text{Mn}$ и др.) являются перспективными объектами для исследования магнетизма в квазидвумерных материалах и изменений их свойств при различных воздействиях.

В соединениях MPS_3 , как и в большинстве ван-дер-ваальсовых кристаллов, наблюдаются отличия физических и химических свойств при переходе от объемного материала к монослою [2]. Соединения FePS_3 и NiPS_3 относятся к классу антиферромагнитных ван-дер-ваальсовых материалов. Температура Нееля T_N для FePS_3 равна 118 К, а для NiPS_3 - 155 К. В упорядоченном состоянии в FePS_3 магнитные моменты направлены перпендикулярно плоскости слоя и образуют ферромагнитно связанные зигзагообразные цепочки, которые антиферромагнитно взаимодействуют как с соседними цепочками в плоскости одного слоя, так и с ближайшими цепочками в разных слоях [3]. Магнитные моменты в NiPS_3 , также образуют зигзагообразные цепочки, но они лежат в плоскости слоя, а цепочки в разных слоях взаимодействуют ферромагнитно [4]. Интересно, что при уменьшении количества слоев в NiPS_3 наблюдается понижение температуры Нееля, а в монослое – исчезновение магнитного порядка [5]. В FePS_3 , напротив, магнитный порядок сохраняется даже в монослое [6].

Нашей задачей было изучение отклика «чешуек» MPS_3 ($\text{M} = \text{Fe}, \text{Ni}$) со счетным количеством слоев на сверхбыстрое оптическое возбуждение с целью демонстрации возможностей изменения магнитных свойства таких материалов на коротких временных шкалах. В эксперименте использовались «чешуйки» MPS_3 ($\text{M} = \text{Fe}, \text{Ni}$), полученные методом микромеханического расслоения и нанесенные на подложку $\text{Si}/285 \text{ нм SiO}_2$. Для того, чтобы уменьшить влияние окружающей среды, «чешуйки» были покрыты тонким слоем BN . Измерения проводились в области тонких «чешуек», которые имеют счетное число слоев. Толщина «чешуек» FePS_3 – 10.9 нм (~14 слоев), NiPS_3 – 9.3 нм (~12 слоев), латеральный размер ~15 мкм. Для сравнения полученных результатов со свойствами объемного материала, проводились измерения в области многослойных MPS_3 , толщина которых составляла более 20 нм.

Измерение лазерно-индуцированной динамики проводилось по методике накачки-зондирования с фемтосекундным временным разрешением. В эксперименте использовались импульсы длительностью 170 фс и центральной длиной волны 1030 нм. Частота следования импульсов составляла 200 кГц. Импульсы накачки и зондирования фокусировались на образце в пятно диаметром 5 мкм с помощью зеркального

микрообъектива. Были проведены экспериментальные исследования лазерно-индуцированного изменения интенсивности и поворота плоскости поляризации отраженного импульса зондирования в MPS_3 в зависимости от количества слоев в чешуйке, температуры образца и плотности энергии в импульсе накачки.

Основным результатом стало обнаружение в FePS_3 изменения характера лазерно-индуцированной динамики с температурой, связанное с переходом в антиферромагнитное состояние (рис. 1). Мы связываем это с тем, что ниже температуры перехода лазерный импульс индуцирует сверхбыстрое частичное уменьшение антиферромагнитного вектора – размагничивание, которое наблюдается через изменения магнитного линейного двулучепреломления. Температурные зависимости лазерно-индуцированного размагничивания в многослойном FePS_3 и в «чешуйках» оказались качественно похожими.

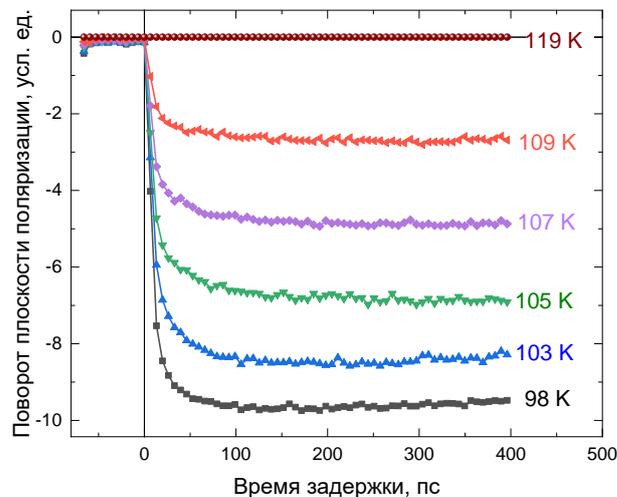


Рис. 1 Динамика лазерно-индуцированного поворота плоскости поляризации. Измерения при различных температурах ниже температуры Нееля в многослойном FePS_3 .

В ходе анализа экспериментальных данных была проведена аппроксимация экспериментальных данных для FePS_3 с помощью функции двух экспонент и были получены характерные времена лазерно-индуцированного размагничивания, составляющие несколько десятков пикосекунд. Для FePS_3 эти времена оказались больше в многослойном образце, а также заметно увеличиваются при приближении к температуре Нееля.

Для NiPS_3 нам не удалось обнаружить вклад в детектируемый сигнал, относящийся к изменению магнитного упорядочения, что может быть связано с отличием спектров поглощения NiPS_3 и FePS_3 , приводящее к разной степени влияния лазерного импульса накачки с центральной длиной волны 515 нм на магнитный порядок.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Khan et al. // Journal of Materials Chemistry C, 2020. V.8. No 2. P. 387.
2. Y. Zhang et al. // Small methods, 2021. V. 5. No 4. P. 2001068.
3. M. A. Susner et al. // Advanced Materials, 2017. V. 29. No 38. P. 1602852.
4. A. R. Wildes et al. // Physical Review B. 2015. V. 92. No 22. P. 224408.
5. K. Kim et al. // Nature Communications, 2019. V. 10. No 1. P. 345.
6. J. Lee et al. // Nano Letters, 2016. V. 16. No 12. P. 7433

Угловое состояние в спиновом диоде при совместном действии магнитостатики и перпендикулярной анизотропии

А.Г. Буздаков^{1,2}, П.Н. Скирдков^{2,3}, К.А. Звездин^{2,3}

¹Московский физико-технический институт, Москва, Россия

²Новые Спинтронные Технологии, Москва, Россия

³Институт общей физики им. Прохорова РАН, Москва, Россия

aleksandr.buzdakov@phystech.edu

Спиновые диоды (СД) с межфазной перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) в свободном слое демонстрируют выдающиеся характеристики выпрямления микроволнового сигнала [1,2]. Большие значения чувствительности в таких системах обычно связаны с конусным магнитным состоянием, когда намагниченность в свободном слое наклонена от нормали к плоскости пленки.

В данной работе теоретически изучена фазовая диаграмма существования конусного состояния в бесконечном свободном слое магнитного туннельного перехода с учетом как межфазной перпендикулярной магнитной анизотропии (первого и второго порядка), так и межслоевого магнитостатического взаимодействия. Было показано, что увеличение магнитостатического поля приводит к расширению области существования конусного состояния (см. Рис. 1). Более того, в присутствии магнитостатического поля существование конусного состояния возможно не только в случае отрицательного эффективного поля анизотропии первого рода, но и в случае его положительного значения.

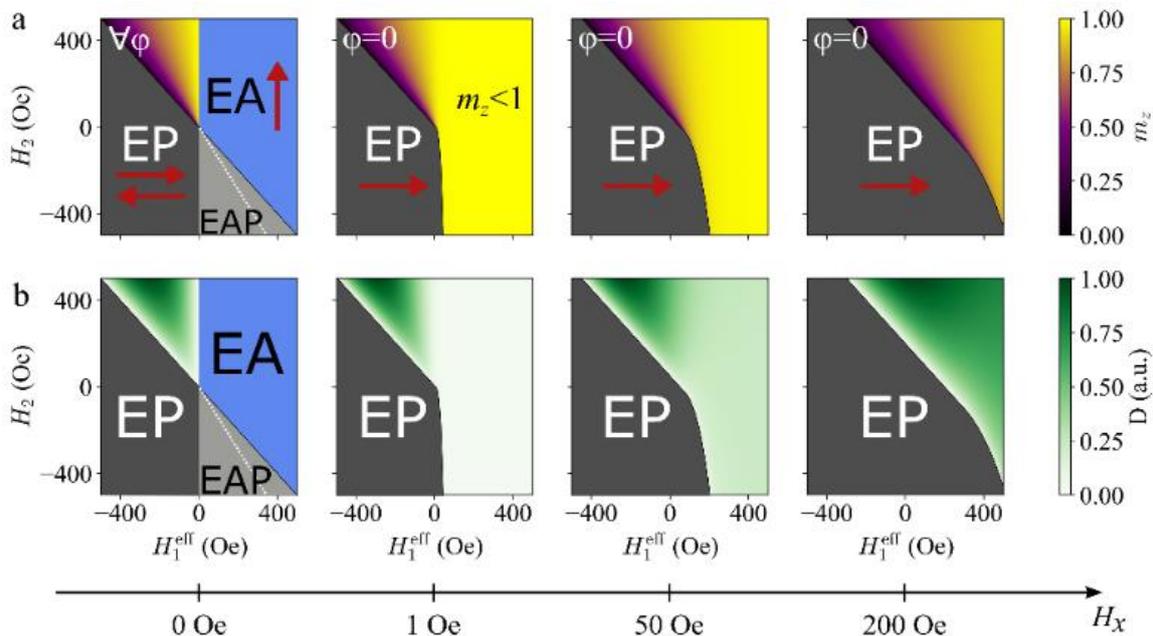


Рис. 1. Диаграммы существования конусного состояния в координатах эффективного поля анизотропии первого и второго порядков для свободного слоя магнитного туннельного перехода с различным магнитостатическим полем от остальных слоев перехода: (а) – нормированная намагниченность с цветовой кодировкой; (б) – определитель второй производной, закодированный цветом для соответствующей проекции намагниченности на ось z .

Затем мы рассмотрели влияние конечных размеров в случае двух различных пространственно ориентированных эллиптических наностолбиков магнитных туннельных переходов на полученные фазовые диаграммы (у одного большая полуось направлена вдоль магнитостатического поля, тогда как у другого малая полуось

направлена вдоль магнитостатического поля). Наконец, мы рассмотрели динамические свойства и выпрямление двух эллиптических спиновых диодов под действием СВЧ-тока в линейном приближении (см. Рис. 2).

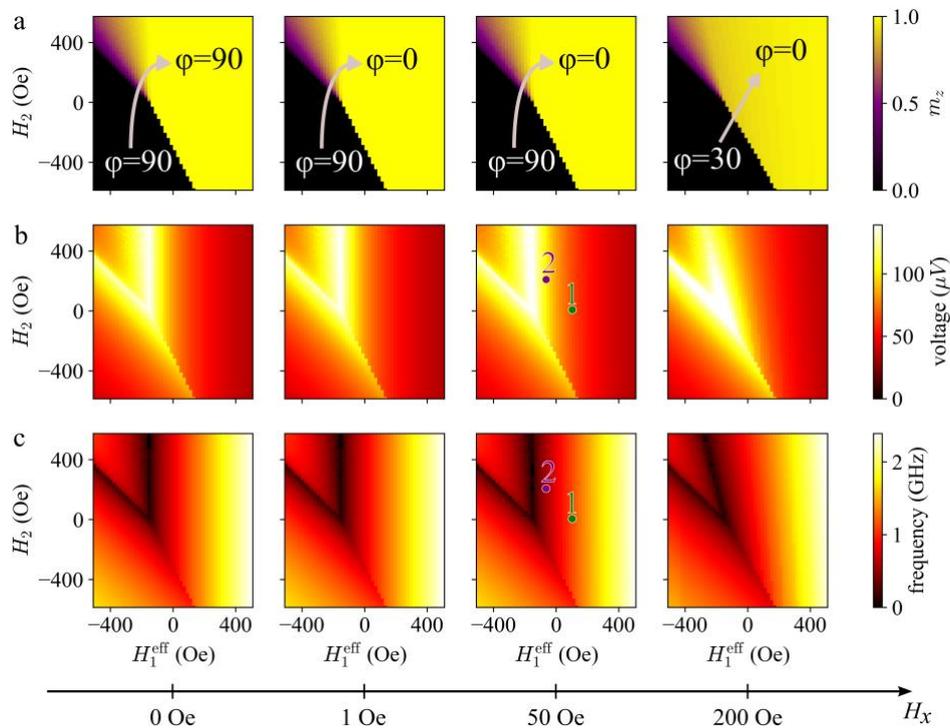


Рис. 2. Фазовые диаграммы углового состояния в координатах эффективного поля анизотропии первого и второго порядков для эллиптического спинового диода с большой полуосью вдоль оси y для различных магнитостатических полей от остальных слоев диода: (а) – нормированные значения проекции намагниченности на ось z с цветовой кодировкой; (б) – цветовая маркировка выпрямленного напряжения; (в) – цветовая кодировка резонансной частоты.

Эти результаты объясняют влияние магнитостатического взаимодействия на спин-диодное выпрямление на основе межфазной перпендикулярной анизотропии и демонстрируют возможный подход к расширению диапазона параметров высокоэффективного выпрямления. Для подтверждения выявленного подхода было проведено микромагнитное моделирование для двух характерных точек на фазовых диаграммах. Полученные результаты микромагнитного моделирования подтвердили результаты, полученные в линейном приближении.

Работа выполнена при поддержке РФФ №19-12-00432.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fang B. et al. Giant spin-torque diode sensitivity in the absence of bias magnetic field // Nature Communications. 2016. № 1 (7).
2. Buzdakov A.G., Skirdkov P.N., Zvezdin K.A. Magnetostatically induced easy-cone magnetic state tuning by Perpendicular magnetic anisotropy in an unbiased spin-torque diode // Physical Review Applied. 2021. № 5 (15).

Управление запрещёнными зонами при изменении профиля меандровой структуры из пермаллоя

Ю.А. Губанова¹, Е.Н. Бегинин¹, В.А. Губанов¹, Н. Ногинова², А.В. Садовников¹

¹ Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского

² Норфолкский Государственный Университет
yulya29022095@gmail.com

Тонкие пленки пермаллоя с одномерной модуляцией профиля субмикронной периодичности были исследованы методом микромагнитного моделирования. Показаны режимы управления Брэгговских запрещённых зон в спектре спиновых волн (СВ) зависимости от профиля меандра. Полученные результаты могут быть использованы для создания устройств обработки СВЧ-сигнала, СВЧ-фильтров и систем с пространственно-временным делением сигнала.

Введение.

С развитием методов изготовления наноразмерных структур появляется возможность получения нового класса композиционных материалов, характеристиками которых можно управлять путем изменения геометрических параметров структур [1]. С помощью технологии создания магнитных пленок на подложках с гофрированной поверхностью можно разрабатывать магнетико-кристаллические структуры с заранее заданными параметрами [2]. Исследование полученных дисперсионных характеристик таких структур позволяет утверждать, что в спектре СВ можно выделить периодически чередующиеся частотные интервалы, в которых наблюдается распространение СВ (полосы пропускания), и частотные области, в которых распространение СВ не происходит.

Основная часть.

На Рис.1 изображён сегмент периодической меандровой структуры из пермаллоя. Данный волновод имеет следующие параметры: период модуляции $M=740$ нм, высота горизонтальных секций $n_1, n_2 = 50$ нм, толщина вертикальной секций $n_3 = 50$ нм, высота перепада изменялась от $d=10$ нм до $d=200$ нм. Направление внешнего магнитного поля было направлено по оси Oz .

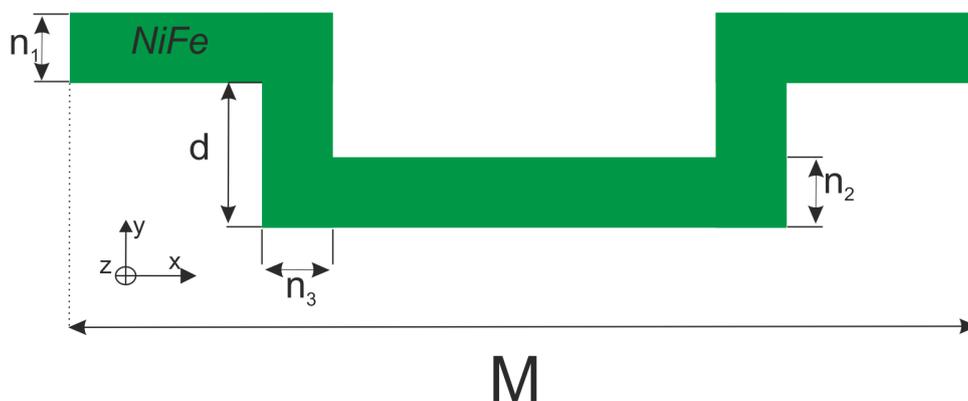


Рис. 1. Сегмент периодической структуры, используемая для моделирования меандровой структуры.

Численное моделирование проводилось путем решения системы уравнений Максвелла методом конечных элементов [3] в программном продукте COMSOL Multiphysics. В

результате были построены дисперсионные характеристики (рис 2а), на которых можно видеть частотные диапазоны Брегговских запрещённых зон в которых спиновые волны не распространяются. Частотная ширина запрещенных зон имеет наибольшее значение для низкочастотных мод.

Для анализа изменения толщины запрещённых зон от толщины перепада d была построена зависимость частотных диапазонов Брегговских запрещённых зон от изменения высоты перепада d (рис 2б). Максимальная ширина частотного диапазона Брегговской запрещённой зоны Δf_1 наблюдается при величине перепада $d=70$ нм. Так же наблюдается закрытие запрещённой зоны в частотном диапазоне Δf_3 .

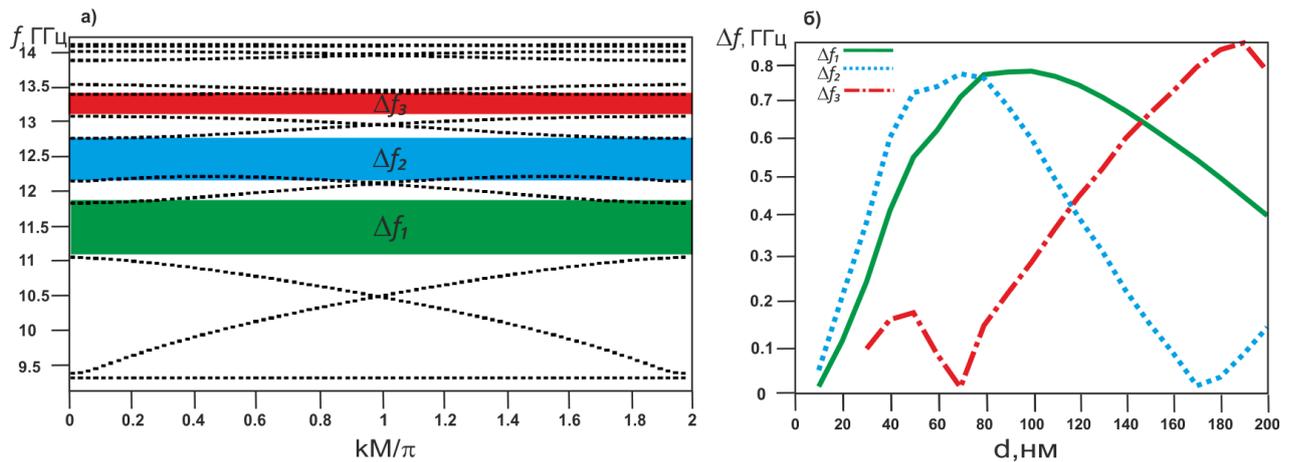


Рис. 2.а) Дисперсионная характеристика, для пермаллоевой структуры. б) Зависимость частотных диапазонов Брегговских запрещённых зон от изменения высоты перепада d .

Выводы.

Были определены дисперсионные соотношения, а также диапазоны частот, в которых спиновые волны могут распространяться или не распространяются. Кроме этого, параметры структуры можно регулировать, изменяя геометрические параметры.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№20-79-10191)

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A. Noginov et al. // Tutorials in Metamaterials, CRC Press. 2011, V 308
2. A.V. et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2022, V544.
3. А. Г. Рожнев, “Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика ”, 2012.

Нерезонансное широкополосное выпрямление СВЧ тока на магнитных туннельных переходах

Г.А. Кичин¹, П.Н. Скирдков^{1,2}, К.А. Звездин^{1,2}

¹ Новые спинтронные технологии, Российский квантовый центр, Инновационный центр Сколково,

² Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук

g.kichin@nst.tech

Растущий интерес к системам автоматизации и мониторинга процессов требует большого количества сенсоров и датчиков контроля. Для них особое внимание обращают на размер и энергопотребление. При малых размерах и сверхмалом потреблении электроэнергии проблемой становится эффективность энергоснабжения. Для решения данной проблемы важной задачей является поиск новых подходов, с помощью которых сенсоры и датчики возможно делать автономными, маломощными и с беспроводным питанием.

Перспективным решением для данной проблемы являются структуры на основе магнитного туннельного перехода (МТП) [1]. Такие устройства представляет из себя нанометрового масштаба многослойные структуры в виде наностолбиков, в которых ключевыми элементами являются ферромагнитные слои разделенных слоями изолятора. МТП доказали свою перспективность для использования в качестве ячеек памяти, наноосцилляторов, основы для спектроанализаторов, коммуникационных устройств и устройств генерации случайных битов, а также в качестве узлов для нейроморфных систем вычисления.

Недавние исследования показали, что эти устройства также способны преобразовывать токи сверхвысокой частоты в постоянное напряжение за счет спинодиодного эффекта и связанного с ним эффекта выпрямления [1]. В случае, малой мощности излучения, устройства на базе МТП демонстрируют значительно лучшие характеристики выпрямления сигнала, чем диоды Шоттки [2].

В недавних работах сообщалось, что устройства на основе МТП способны выпрямлять сигнал в широком диапазоне частот. Теоретические [3] и экспериментальные [4,5] исследования показывают, что эффект выпрямления обычно наблюдается в двух случаях. В одном случае намагниченность в образце ориентирована в плоскости слоев, и дополнительно приложено внешнее магнитное поле, которое направленно перпендикулярно намагниченности. В другом случае образец должен обладать магнитной анизотропией и должна присутствовать перпендикулярная компонента намагниченности. Из-за высокой сложности не все физические эффекты, что наблюдаются в STNO, в полной мере изучены.

В данной работе мы рассматриваем и анализируем различные механизмы работы устройств на базе МТП. Мы дополнительно рассказываем о новом типе беспорогового, широкополосного, нерезонансного механизма выпрямления, где неоднородность намагниченности свободного слоя играет ключевую роль. Мы изучили образцы различных диаметров и геометрий, и исследовали их выпрямляющие свойства. Мы воспользовались методом ST-FMR для измерения и анализа выпрямленного напряжения в зависимости от частоты входного сигнала и приложенного магнитного поля. В экспериментах мы наблюдали выпрямление в широком диапазоне частот, от долей ГГц и до нескольких ГГц, что значительно больше, чем сообщалось ранее. Также мы обнаружили, что выпрямление наблюдается в магнитном туннельном переходе, даже когда намагниченность свободного слоя лежит в плоскости образца. Наибольшие значения выпрямления наблюдаются вблизи точки компенсации полей размагничивания и анизотропии и уменьшается с увеличением внешнего магнитного поля. Кроме того, мы представляем результаты микромагнитного моделирования, которые дают представление о динамике намагничивания системы.

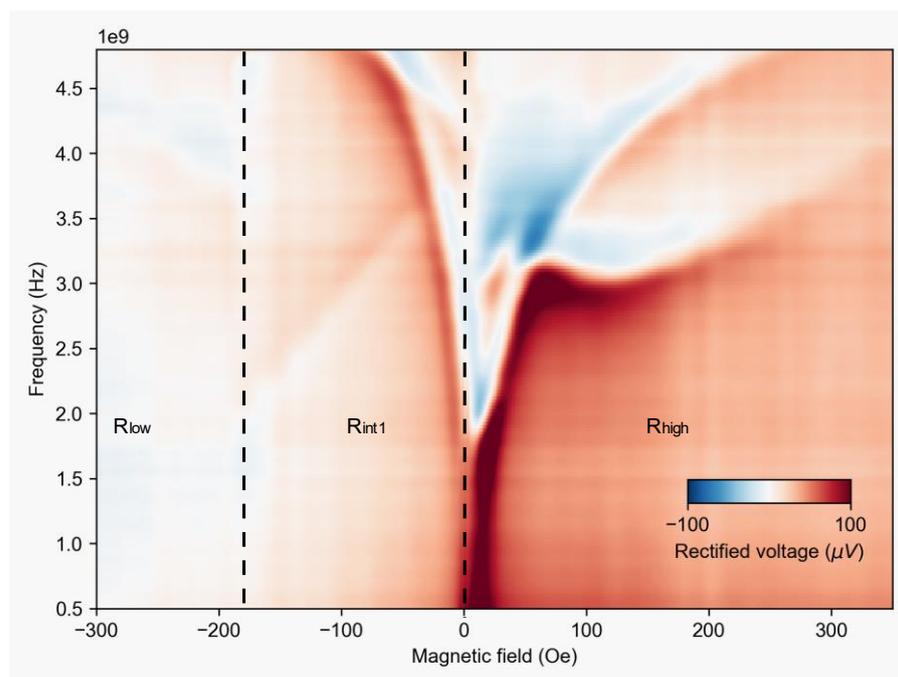


Рис. 1: Выпрямленное с помощью МТП напряжение в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля и частоты СВЧ сигнала. Темно-красным цветом показана область широкополосного выпрямления.

Работа выполнена при поддержке РФФ №19-12-00432.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Tulapurkar et al. // Nature. 2005. V. 438. P. 339.
2. S. Miwa et al. // Nat. Mater. 2014. V. 13. P. 50.
3. O. Prokopenko et al. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 123904.
4. B. Fang et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. P. 014022.
- 5 M. Tarequzzaman et al.//Appl. Phys. Lett. 2018. 112, 252401

Управление спиновыми волнами в периодической феррит-полупроводниковой структуре с помощью лазерного излучения

О.В. Матвеев¹, Д.В. Романенко¹, М.А. Морозова^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Московский физико-технический институт

olvmatveev@gmail.com

В настоящее время для преодоления ограничений стандартной КМОП – электроники активное развитие получила магноника [1,2]. Принципы работы магноники основаны на распространении спиновых волн. В качестве среды для распространения спиновых волн в работе используются пространственно-периодические структурах на основе ферромагнитных материалов – магنونные кристаллы. Актуальным направлением является интеграция структур магноники в полупроводниковые КМОП-технологии [3,4]. Один из способов управления спиновыми волнами в феррит-полупроводниковых структурах является управление проводимостью носителей зарядов в полупроводнике с помощью лазерного излучения [5,6].

В настоящей работе проведено исследование распространения спиновых волн в одномерном магنونном кристалле с периодической системой кремниевых полосок на поверхности. Исследован эффект сдвига запрещенной зоны магنونного кристалла при облучении структуры инфракрасным лазером.

Исследуемая структура была создана на основе пленки железо-иттриевого граната, выращенной эпитаксиально на подложке галлий-гадолиниевого граната. Толщина пленки $d = 10$ мкм, намагниченность насыщения $M_0 = 140$ Гс. На поверхности пленки ЖИГ методом магнетронного распыления была нанесен слой кремния толщиной 200 нм. Методом оптической фотолитографии на основе кремния были созданы полоски шириной 100 мкм и периодом $L = 200$ мкм (см. рис. 1а). Внешнее магнитное поле направлено касательно плоскости структуры вдоль оси x , таким образом, в структуре распространялись поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ). Для управления проводимостью в полупроводниковом слое использовался красный лазер с длиной волны $\lambda_L = 830$ нм и мощностью излучения в диапазоне $P_L = 1-500$ мВт. Длина волны лазера оказывается больше ширины запрещенной зоны кремния, поэтому в кремнии возникает фоторезистивный эффект и проводимость зависит от интенсивности падающего света.

На рис. 1б показаны спектры ПМСВ при различных значениях мощности падающего света. Видно, что в отсутствие лазерного излучения в периодической структуре отсутствуют характерные для периодической структуры брэгговские запрещенные зоны, возникающие из-за отражения волн на границах ферритовых и феррит-полупроводниковых слоев. Освещение структуры и, соответственно, увеличение проводимости полупроводниковых полосок приводит к появлению в спектре набора запрещенных зон на волновых числах кратных брэгговскому волновому числу $k_B = \pi/L$. Из рис. 1б видно, что увеличение мощности излучения приводит к сдвигу запрещенных зон вниз по частоте, при этом глубина запрещенных зон увеличивается. Кроме того, управление свойствами брэгговских запрещенных зон позволяет рассматривать структуру в качестве динамического магنونного кристалла [6], в котором запрещенные зоны появляются при наличии внешнего воздействия. Такие структуры могут служить аналогом транзисторов в приложениях магноники.

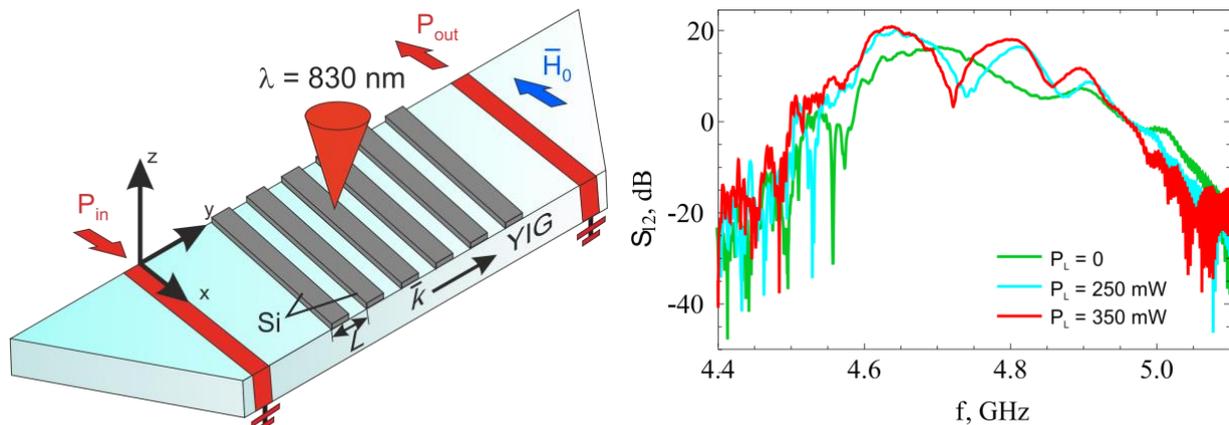


Рис. 1. (а) Схема исследуемой структуры. (б) АЧХ спиновых волн при различных значениях мощности лазерного излучения ($P_L = 0$ – зеленая кривая, $P_L = 250$ мВ – синяя кривая, $P_L = 350$ мВ – красная кривая, внешнее магнитное поле $H_0 = 900$ Э).

Таким образом, в работе показана возможность создания динамического магнонного кристалла на основе пленки железо-иттриевого граната с периодической системой кремниевых полосок на поверхности. В такой структуре при облучении лазером происходит формирование запрещенных зон, мощностью лазерного излучения можно управлять положением запрещенных зон в спектре. Полученные результаты актуальны для задач магноники и создания управляемых устройств обработки сигналов, а также в приложениях магнито-оптики.

Изготовление образцов исследуемых структур выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-79-20121), проведение экспериментальных исследований выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-29-03049-мк).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. V. Chumak et al. // Nature Physics. 2015. V. 11. P. 453.
2. A. Barman et al. // J. Phys.: Condens. Matter 2021. V. 33. P. 413001
3. A.I. Stognij et al. // Inorg. Mater. 2017. V. 53. P. 1069.
4. A.V. Sadovnikov et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 054424.
5. A. Kindyak // Mater. Lett. 1995. V. 24. P. 359.
6. И.А. Устинова, А.А. Никитин, А.Б. Устинов // ЖТФ. 2016. Т. 86. С. 155.

РТ-симметрия и особые точки в спинтронике, магнетике и фофонике

С.А. Никитов^{1,2,4,*}, Д.В. Калябин^{1,2}, А.Р. Сафин^{1,3}, О.С. Темная¹, А.В. Дорофеев^{1,2},
А.А. Зябловский^{1,2}, А.В. Садовников^{1,4}, Е.А. Вилков¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11к7, Москва, 125009.

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), пер. Институтский, д. 9, Долгопрудный, 141701.

³Московский энергетический институт (национальный исследовательский университет), ул. Красноказарменная, д. 14, Москва, 111250.

⁴Лаборатория «Магнитные метаматериалы», Саратовский государственный университет имени Н.Г.Чернышевского, ул. Астраханская, 83, г. Саратов, 410012.

*nikitov@cplire.ru

Исследования в области спинтроники магнитных материалов в последнее время привели к открытию целого ряда новых эффектов, ранее не обнаруженных, и, соответственно, не исследованных. В частности, динамика, связанная с поведением спинов или магнонов проявляет различные явления, присущие другим классическим или квантовым системам. Одно из явлений относится к аналогии с квантово-механическими системами, обладающими симметрией четность-время (обозначаемой РТ-симметрией [1]). Основное требование к таким системам заключается в том, что неэрмитов гамильтониан обладает симметрией обращения четности и времени, а именно, $\hat{H}(\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{r}}, t) = \hat{H}^*(\hat{\mathbf{p}}, -\hat{\mathbf{r}}, -t)$, где $\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{r}}, t$ - импульс, радиус-вектор, время. В классических системах РТ-симметрия обнаружена и исследована в оптике, плазмонике, акустике, а также первые работы появились в спинтронике [2]. В РТ-симметричных системах может наблюдаться спонтанное нарушение симметрии собственных состояний, которое происходит в особой точке её пространства параметров [3]. Особая точка описывает максимальную степень неортогональности собственных состояний в неэрмитовой системе. В настоящей работе приводится обзор систем с особыми точками, а также реализация таких систем на конкретных примерах двух магнитных волноводов. Результаты также обобщаются на твердотельные акустические (фононные) системы.

Необходимо отметить, что фазовый переход в РТ-симметричных системах обусловлен балансом и возможностью управления между потерями и усилением распространяющихся волн. В частности, в магнитных системах динамика спиновых волн или магнонов описывается уравнением прецессии намагниченности Ландау-Лифшица с членом в форме Гильберта, отвечающего за естественные потери в магнитной системе. Для компенсации потерь может быть предложен целый ряд мер таких как, параметрическое усиление волн или введение внешних источников (например, спиновый крутильный момент, спин-холловский момент). В недавних опубликованных работах, касающихся проявления РТ-симметрии в магнонных структурах, внимание уделялось многослойным гетероструктурам, содержащих ферромагнитные слои, разделенные, как правило, немагнитными слоями из тяжелых металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СО, Ру и Pt). Потери спиновых волн компенсировались спиновым крутильным моментом, возникающим при протекании тока через слой Pt. Таким образом, в одном из слоев наблюдалось увеличение потерь при распространении спиновых волн, а во втором слое – их уменьшение. В следующей работе рассматривалась аналогичная структура, в которой, однако, магнитные слои были из ЖИГ ($Y_3Fe_5O_{12}$). В обоих случаях связь между волноводами осуществлялась посредством непрямого обменного взаимодействия (RKKY). С точки зрения реализации такие структуры весьма непросто изготовить, кроме

этого неидентичность магнитных слоев и слабое, короткодействующее, взаимодействие между ними не позволяет достичь в системе настоящей РТ-симметрии.

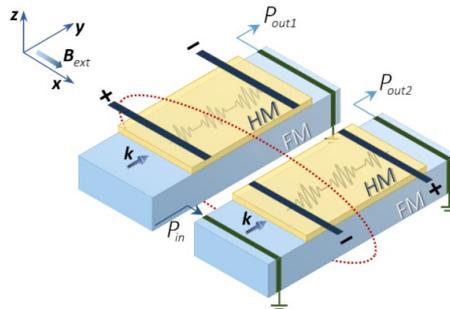


Рис. 1. Связанные магнонные гетероструктуры «ферромагнетик-тяжелый металл».

В нашей работе мы предлагаем по крайней мере две структуры, отличные от ранее предложенных, для наблюдения РТ-симметрии и, в особенности, особых точек для распространяющихся в них спиновых волн. Наши структуры состоят из двух идентичных узких ферромагнитных волноводов (ЖИГ), изготовленных из одного и того же образца на подложке из галлий-гадолиниевого граната методом лазерной резки. В первом случае (Рис. 1) волноводы покрыты слоями тяжелого металла, через которые пропускается ток разной полярности, при этом (как и втором случае, Рис. 2) связь между волноводами обусловлена диполь-дипольным взаимодействием. Изменяя направление и величину тока в слоях тяжелого металла, можно управлять затуханием на границе ферромагнетик/тяжелый металл, частично его компенсируя или усиливая. Вторая структура (Рис. 2а) состоит из связанных дипольно ЖИГ волноводов, которые, однако, покрыты слоем полупроводникового n-GaAs. В обычных условиях ЖИГ-волноводы идентичны, следовательно, свойства спиновых волн в них также идентичны. При облучении полупроводника инфракрасным светом с длиной волны, соответствующей ширине запрещенной зоны в полупроводнике, возникнет заброс электронов из валентной зоны в зону проводимости, что приведет к изменению электрических свойств полупроводника, а именно, он станет более «металлическим». Это, в свою очередь, приведет к изменению дисперсии инфракрасного света, можно управлять параметрами спиновых волн. Фокусируя свет только на один из волноводов, параметры можно изменять только в одном из них, не меняя свойства второго волновода.

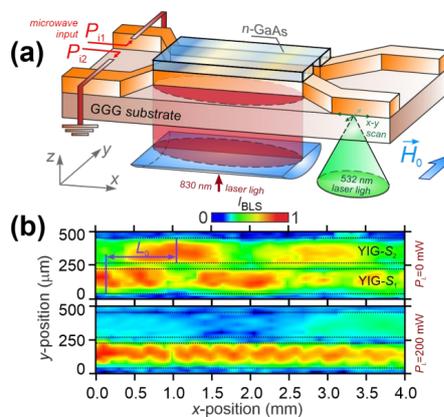


Рис. 2. (а) Латеральная система магнонных микроволноводов с полупроводниковым слоем; (б) пространственное распределение динамической намагниченности при изменении мощности лазерного света, сфокусированного на одном из микроволноводов.

На Рис. 2б представлены результаты измеренных с помощью установки Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света (МБРС) на спиновых волнах двумерных карт интенсивностей магнонов в связанных волноводах, на основе которых можно обнаружить особые точки в РТ-симметричных структурах.

Аналогичные расчеты в работе также проделаны для поверхностных акустических волн, распространяющихся в связанных акустических волноводах, в которых также может наблюдаться РТ-симметрия.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект 19-19-00607) и грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых - кандидатов наук (проект МК-61.2021.1.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. M. Bender and S. Boettcher // Phys. Rev. Lett. - 1998. - V. 80. - P. 5243.
2. X. Wang et al. // Nat. Commun. - 2020. - V. 11. - P. 5663.
3. M.-A. Miri et al. // Science. - 2019. - V. 362. - P. eaar7709.

Оптические исследования магнетического Бозе-Эйнштейновского конденсата в пленке железо-иттриевого граната

П.Е. Петров¹, Г.А. Князев^{1,2}, П.О. Капралов², А.Н. Кузьмичев², П.М. Ветошко², Ю.М. Буньков², В.И. Белотелов^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Российский квантовый центр, Москва, Россия

peterpyotroff@gmail.com

В настоящее время исследования Бозе-Эйнштейновского конденсата магнетонов (мБЭК) представляют большой практический интерес из-за возможности применения свойств таких систем для создания квантовых вычислительных процессоров и других квантовых устройств. Обычно мБЭК существует в области магнетического возбуждения. Нами демонстрируется непрерывное существование мБЭК вдали от области магнетического возбуждения в тонкой однородной пленке железо-иттриевого граната, помещенной в перпендикулярное к плоскости образца однородное внешнее магнетическое поле H . В исследованиях используется оптический метод, который позволяет изучать пространственное распределение когерентных магнетонов по амплитуде и фазе.

Состояния БЭК описываются следующей волновой функцией:

$$\psi_0(\vec{r}, t) = \psi_0(\vec{r}) e^{i(\alpha - \frac{\mu t}{\hbar})}, \quad (1)$$

где μ – химический потенциал, $\psi_0(\vec{r})$ – вещественная пространственная функция, нормированная на число частиц в системе \mathcal{N}_0 :

$$\int d\vec{r} \psi_0^2(\vec{r}) = \mathcal{N}_0. \quad (2)$$

Для случая БЭК магнетонов волновая функция $\Psi_0(\vec{r}, t)$ записывается следующим образом:

$$\Psi_0(\vec{r}, t) = \hat{N}(\vec{r})^{1/2} e^{i(\varphi - \Delta\omega t)} = \sqrt{\frac{2S}{\hbar}} \sin \frac{\theta}{2} e^{i(\varphi - \Delta\omega t)}, \quad (3)$$

где φ и θ являются фазами прецессии и углом отклонения намагнетиченности, $\Delta\omega$ – это разность между резонансной частотой малого возмущения, действующего на систему, и частоты прецессии мБЭК. По аналогии с атомарным БЭК $\Delta\omega$ играет роль магнетического химического потенциала при магнетон-магнетонном взаимодействии. Углы φ и θ могут иметь пространственные градиенты, которые приводят к появлению сверхпроводимости в системе мБЭК.

мБЭК обычно образуется в области радиочастотного возбуждения образца. Но он может пересекать границу области возбуждения из-за явления магнетонной сверхпроводимости, как это было показано в экспериментах со сверхтекучим $^3\text{He-V}$ [1,2]. Коэффициент гильбертовой релаксации в $^3\text{He-V}$ составляет величину порядка 10^{-8} , что позволяет распространяться мБЭК на относительно большие расстояния от границы области возбуждения. В железо-иттриевом гранате (ЖИГ) скорость релаксации магнетона на 3 порядка больше чем в сверхтекучем $^3\text{He-V}$ и имеет значение порядка 10^{-5} . Поэтому важно исследовать расстояния, на которые мБЭК может распространяться в миллиметровых образцах из ЖИГ. В текущих экспериментах

демонстрируется, что магныоны могут распространяться на макроскопическое расстояние от области возбуждения.

Был предложен оптический метод считывания состояний мБЭК, основанный на магнитооптическом эффекте Фарадея. Исследовался эллиптический тонкий образец из ЖИГ толщиной $h = 6$ мкм и с размерами осей 4×1.5 мм, выращенный эпитаксиальным методом на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) толщиной 500 мкм.

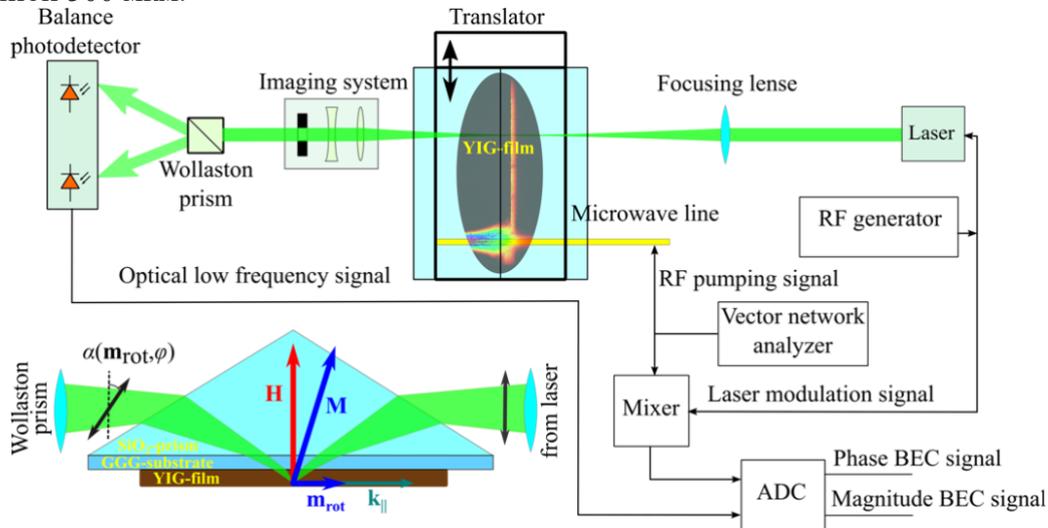


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Под воздействием поля радиочастотной накачки, подводимого через полосок толщиной 0.4 мм, который был помещен на расстояние 0.6 мм от края образца вдоль большей из осей, на резонансной частоте образца $f = 1.9$ ГГц возбуждался мБЭК. Намагниченность в таком случае отклоняется на определенный угол θ от направления вектора H и прецессирует вокруг него с частотой сигнала радиочастотной накачки ω . В этом случае направление проекции намагничивания m_{rot} в плоскости пленки YIG определяется углом $\phi = \phi_{rf} + \phi_d + \omega t$, где ϕ_{rf} представляет фазу радиочастотной накачки, а ϕ_d – фазу мБЭК. Мы использовали неоднородное поле накачки, поэтому ϕ_d зависит от величины поля. На рис. 1 показана схема экспериментальной установки. Лазерный луч генерируется диодным лазером с длиной волны $\lambda = 520$ нм и фокусируется на пленку собирающей линзой. Для получения высоких значений угла падения использовалась треугольная стеклянная призма BK-7 с показателем преломления $n = 1.52$. Призма была приклеена иммерсионной жидкостью на подложку ГГГ. Применение призмы позволяет направлять свет на пленку под углом, достаточным для обеспечения отражения от границы раздела ЖИГ-воздух. Поэтому свет, проходящий через пленку, отражается от границы раздела ЖИГ-воздух и снова проходит через пленку, затем направляется на призму Волластона, ориентированную под углом 45° относительно исходной поляризации света лазерного излучения. Ортогонально поляризованные компоненты света детектируются балансированным фотоприемником. Для оптической регистрации сигналов на частотах резонанса мы использовали оптическую схему с гетеродинированием. Лазерное излучение модулировалось на частоте, сдвинутой на 10 кГц от частоты резонанса. В результате появлялась модуляция сигнала на разностной частоте, которая была измерена фотоприемниками. Результирующий сигнал содержал информацию о фазе и амплитуде прецессии намагничивания. Вся оптическая схема могла передвигаться с малыми пространственными шагами относительно образца. Для точного позиционирования лазерного луча мы использовали систему визуализации положения лазерного луча на

образце, состоящую из телескопа и диафрагмы. Эта система позволила получать изображение пятна лазера на образце, сфокусированное в плечи балансного фотоприемника высокой чувствительности, расположенного после призмы Волластона.

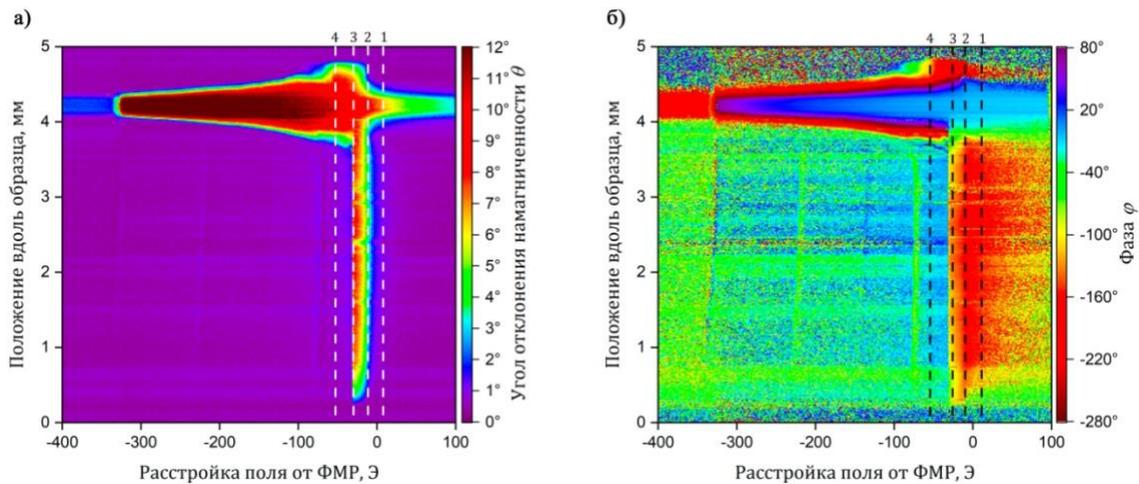


Рис. 2. (а) Пространственное распределение амплитуды прецессии намагниченности в зависимости от положения лазерного луча вдоль главной оси образца при изменении магнитного поля. (б) Пространственное распределение фазы прецессии намагниченности в зависимости от положения лазерного луча вдоль большей оси образца при изменении магнитного поля. Область возбуждения мБЭК полоском расположена между значениями положения 4,2 и 4,8 мм. Другие области образца заполняются сверхтекучими магнонами, выходящими за пределы области возбуждения.

При уменьшении магнитного поля H изменяется химический потенциал μ неравновесного магнетонного газа, а также его плотность ρ , происходит образование мБЭК. Плотность магнетонов и амплитуда сигнала увеличиваются при уменьшении поля развертки, что было продемонстрировано и исследовано ранее [3,4]. Чтобы измерить плотность возбужденных когерентных магнетонов за пределами области возбуждения, оптическое сканирующее пятно перемещается вдоль главной оси образца. Таким образом, практически везде в образце можно наблюдать формирование когерентной прецессии, что продемонстрировано на рис. 2. Магнетоны из области возбуждения (4,2 – 4,8 мм) были перенесены за пределы области возбуждения током сверхпроводимости, возникающим из-за фазового градиента волновой функции магнетонов $\Psi_0(\vec{r}, t)$. Метод оптической регистрации прецессии намагничивания дает нам возможность измерять фазовый сдвиг прецессии намагниченности в зависимости от фазы радиочастотной накачки. Измеренные значения фазового сдвига в зависимости от положения и поля показаны на рис. 2 (б). В частности, нас также интересовал градиент фазы прецессии при фиксированных значениях магнитного поля. Для этого рассматривались градиенты фазы прецессии при трех фиксированных значениях магнитного поля, которые показаны пунктирной линией на рис. 2 (б). Фазовая зависимость при заданных значениях показана на рис. 3 (б). Отчетливо виден фазовый градиент между областью магнетонного возбуждения и остальной частью образца. Этот фазовый градиент возбуждает сверхтекучий ток магнетонов из области магнетонного возбуждения в остальную часть образца. Следует обратить внимание на участки вблизи границ пленки. В области, соответствующей положению около 1 мм видно, что градиент увеличивается, как и плотность магнетонов, и ток сверхпроводимости поэтому резко уменьшается. В областях с ниже 1 мм по положению точность измерения фазы снижается из-за малой амплитуды оптического сигнала. То же самое относится и к областям, которые превышают значения 4,7 мм по положению.

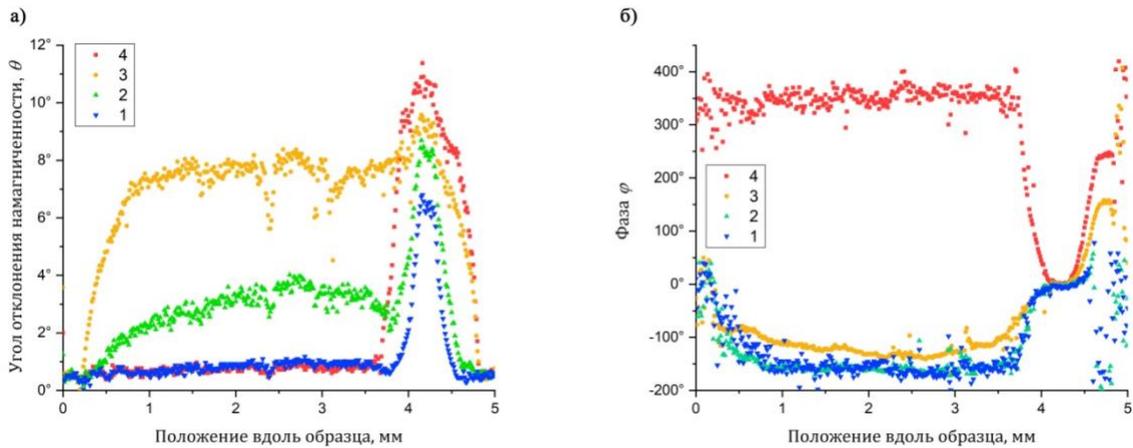


Рис. 3. (а) Профиль амплитуды прецессии намагничивания при трёх значениях расстройки поля от ФМР: -54, -26, -10, 11 Э. (б) Профиль фазы прецессии намагничивания при трёх значениях расстройки поля от ФМР: -54, -26, -10, 11 Э. Градиент фазы φ хорошо виден в области магнетонного возбуждения (4,2 – 4,8 мм). Этот градиент отвечает за ток сверхпроводимости магненов в областях за пределами области возбуждения.

В данной работе был разработан оптический метод исследования прецессии намагниченности, который позволяет измерять локализованные амплитуды и фазы мБЭК с высокой пространственной разрешающей способностью порядка 20 мкм, а также измерять их пространственные распределения вдоль плоских образцов ЖИГ. Соотношение фазы и амплитуды оптического сигнала аналогичны полученным в экспериментах по образованию мБЭК в антиферромагнитном сверхпроводящем $^3\text{He-B}$, что подтверждает образование мБЭК в эксперименте. Магнитооптические методы визуализации необходимы для изучения квантовой динамики магненов, а также для разработки квантовых устройств на их основе [5]. Планируется разработать различные типы магнитных кубитов и исследовать возможности взаимодействия между ними для создания квантовых вентилях и квантовых компьютеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Borovik-Romanov et al. // Japanese Journal of Applied Physics. 1987. V. 26 (175). P. 175.
2. Y. M. Bun'kov et al. // JETP. 1988. V. 67 (2). P. 300-302.
3. Bunkov Y. M. et al. //Scientific Reports. 2021. V. 11 (1). P. 1-8.
4. Petrov P. E. et al. //Optics Express. 2022. V. 30 (2). P. 1737-1744.
5. Pirro P. et al. //Nature Reviews Materials. 2021. V. 6 (12). P. 1114-1135.

Возбуждение прецессии намагниченности в феррит-гранатовой пленке при различных ориентациях намагниченности

А.В. Присяжнюк¹, Д.М. Кричевский^{1,2}, Н.А. Гусев^{1,3}, Д.О. Игнатъева^{1,3,4}

¹Физико-технический институт КФУ им. В.И. Вернадского, Симферополь, Россия

²Московский физико-технический институт, Москва, Россия

³Российский квантовый центр, Москва, Россия

⁴Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

prisyajniuk.a@gmail.com

На сегодняшний день для исследования динамических характеристик магнитных материалов все чаще используют метод накачки-зондирования. Импульс накачки оптического или ТГц диапазона выводит из положения равновесия систему, а импульс зондирования позволяет в ней регистрировать изменения, вызванные первым импульсом за счет прямых магнитооптических эффектов [1, 2]. Импульсы накачки могут привести к сверхбыстрому перемагничиванию, размагничиванию, возбуждению спиновой прецессии [3, 4]. Среди различных магнитных материалов ферритмагнитные феррит-гранаты обладают уникальными свойствами, такими как высокая прозрачность в оптическом и ближнем ИК спектре, высокое фарадеевское вращение, гибкость магнитных свойств в зависимости от состава [5, 6].

Несмотря на наличие большого количества публикаций, связанных с феррит-гранатами, многие вопросы, касающиеся их свойств, остаются невыясненными. Так, обычно на установках накачка-зондирование исследуются конфигурации с намагниченностью магнитной пленки, лежащей в ее плоскости, в то время как другие конфигурации практически не исследуются. Данная работа направлена на исследование спиновой динамики в феррит-гранатовой пленке в зависимости от направления намагниченности образца.

Исследование динамики намагниченности методом накачки-зондирования осуществлялось в конфигурации, при которой пробирующий импульс падал перпендикулярно плоскости пленки, а импульс накачки под углом $\sim 10^\circ$. При этом внешнее магнитное поле прикладывалось с помощью электромагнита в плоскости образца (рис. 1а). Импульс накачки круговой поляризации с длиной волны 787 нм использовался для возбуждения, а обеспечивалось импульсом с длиной волны 516 нм линейно поляризованной, сонаправленной с внешним магнитным полем.

В качестве образца использовалась эпитаксиально выращенная пленка толщиной 2.2 мкм феррита граната на подложке из гадолиний-галиевого граната. Пленка обладает одноосной магнитной анизотропией, ориентированной по нормали к плоскости пленки, поэтому без наличия внешнего магнитного поля намагниченность также направлена по нормали. Отклонение намагниченности от нормального возможно при наличии внешнего магнитного поля, направленного в плоскости образца. При этом угол отклонения намагниченности от нормали определяется векторной суммой внешнего магнитного поля и поля анизотропии. При исследовании динамики прямых магнитостатических волн угол отклонения намагниченности от нормали варьировался от 0 до 42 градусов путем прикладывания поля в плоскости вплоть до 400 мТ.

Возбуждение прямых магнитостатических спиновых волн в конфигурации, когда намагниченность была перпендикулярна плоскости пленки, осуществлялось за счет ненулевой проекции поля обратного эффекта Фарадея на плоскость, обусловленной ненулевым (порядка ~ 10 градусов) углом падения циркулярно поляризованной накачки на образец. Конфигурация зондирующего света позволяет измерять угол поворота поляризации прошедшего импульса, вызванного осцилляциями сонаправленной с волновым вектором импульса зондирования компоненты намагниченности. При малых углах отклонения намагниченности от нормали импульс накачки слабо действует

эффективным полем из-за большой проекции поля обратного эффекта Фарадея на нормаль. В результате в сигнале наблюдаются малая амплитуда спиновых волн, либо осцилляции не наблюдаются вовсе (например, при углах 0, 10 градусов). При увеличении угла отклонения намагниченности амплитуда спиновой волны возрастает в связи с увеличением угла между намагниченностью и полем обратного эффекта Фарадея.

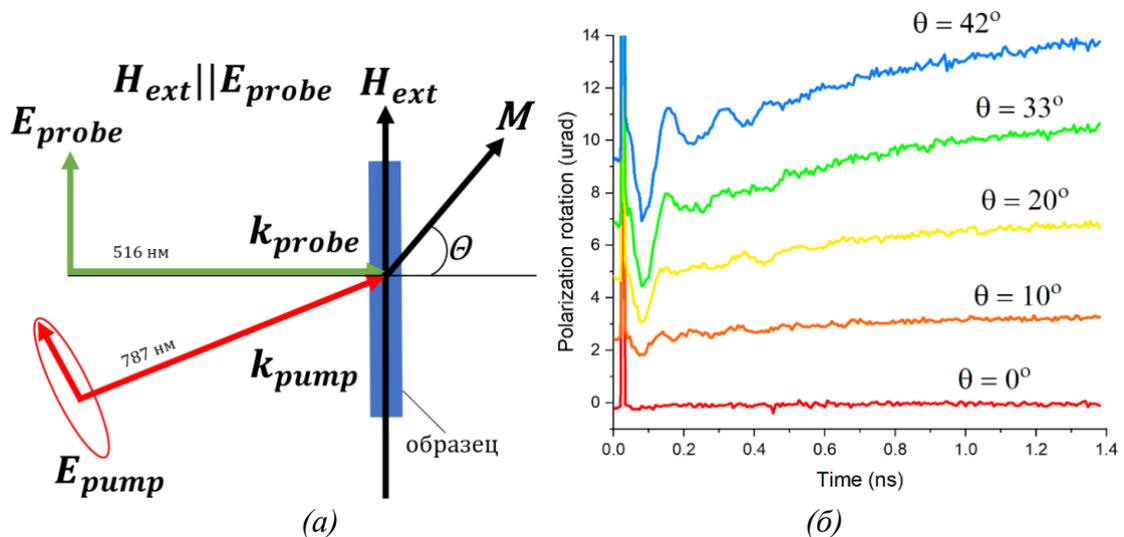


Рис. 1. (а) Схема установки накачка-зондирование, (б) измерения спиновой прецессии при разных начальных ориентациях намагниченности..

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 21-72-10020.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T. "Femtosecond photomagnetic switching of spins in ferrimagnetic garnet films" // Physical review letters. 2005. Vol. 95, no. 4. P. 047402.
2. Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T. "Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films" // Physical Review B. 2006. Vol. 73, no. 1. P. 014421.
3. Shelukhin et al. "Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in iron garnet films" // Physical Review B. 97. 10.1103 / PhysRevB.97.014422. 2015.
4. М. А. Кожаев, А. И. Чернов, И. В. Савочкин, А. Н. Кузьмичев, А. К. Звездин, В. И. Белотелов. "Особенности обратного эффекта Фарадея, возникающего в пленках феррита-граната при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами" // Письма в ЖЭТФ, 104:12, 851–855. 2016.
5. Кринчик Г.С. "Физика магнитных явлений" М.: Наука, 1976.
6. Шапаева Т.Б., Курбатова Ю.Н., Шапаев Б.А. "Спецпрактикум кафедры магнетизма" М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2017.

Спиновые волны в композитной структуре YIG/FeRh в виде системы микроволноводов связанных через боковую стенку

Саломатова Е.И.¹, Одинцов С.А.¹, Садовников А.В.¹, Сахаров В. К.², Хивинцев Ю. В.²

¹ СГУ им. Н.Г. Чернышевского, 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83

² СФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 410019, г. Саратов, ул. Зелёная, 38

e.salomatova2016@yandex.ru

В последнее время стремительно развивается направление в исследовании спиновых волн (СВ) магнетика [1], основными достоинствами которой являются возможные малые размеры устройств и низкое энергопотребление. Изучение свойств структур, реализованных на основах магнетики, открывает новые возможности для создания миниатюрных устройств передачи, хранения и обработки информационных сигналов в СВЧ-диапазоне. Для изготовления структур в магнетике используются пленки ферромагнитных материалов, в первую очередь, плёнки железо-иттриевого граната (YIG, ЖИГ), демонстрирующие рекордно низкие величины затухания СВ. На основе ЖИГ активно изучаются системы микроволноводов связанных через боковую стенку, используемые в качестве фильтрующих элементов в магнетонных сетях. В таких структурах СВ оказываются связанными за счет дипольных полей, образующихся на границах микроволноводов, при этом в такой системе могут реализоваться линейные и нелинейные режимы распространения СВ. Особый интерес представляет возможность управлять СВ в таких структурах за счет внешнего воздействия, например, благодаря добавлению композитного материала. Так в настоящей работе был добавлен слой антиферромагнитного материала FeRh [2], имеющий высокую намагниченность в ферромагнитной фазе вблизи комнатной температуры, а также обладает значительным магнитоэлектрическим и пирозлектрическим эффектами.

В данной работе было проведено исследование СВ в композитной структуре YIG/FeRh в виде системы микроволноводов связанных через боковую стенку (рис. 1.). В частности, показано, что с помощью изменения геометрических параметров и намагниченности слоя FeRh можно осуществлять управление амплитудой и фазой СВ, распространяющихся в латеральных микроволноводах.

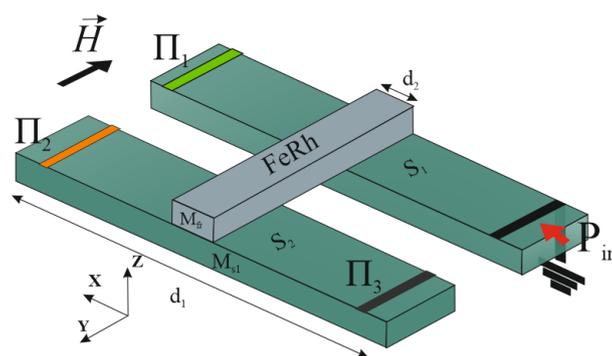


Рис. 1. Изображение исследуемой структуры.

С помощью программного продукта COMSOL Multiphysics были рассчитаны зависимости величины внутреннего магнитного поля $H_{int}(x)$ внутри микрополоски из ЖИГ S_1 (тоже для S_2) при различных значениях длины d_2 и намагниченности M_{fr} слоя FeRh (рис. 2). На оси абсцисс на рис. 2 отложено значение координаты x в диапазоне $0 < x < d_1$. Из вида профилей $H_{int}(x)$ следует вывод, что при увеличении d_2 и M_{fr} в месте

соприкосновения слоя FeRh с волноводами, образуется значительное уменьшение величины внутреннего магнитного поля, и образовавшийся провал увеличивается в размере при увеличении изменяемых характеристик добавленного слоя. Изменение величины внутреннего поля сопровождается изменением спектра ПМСВ, а также коэффициента связи СВ, распространяющихся вдоль латеральных микроволноводов.

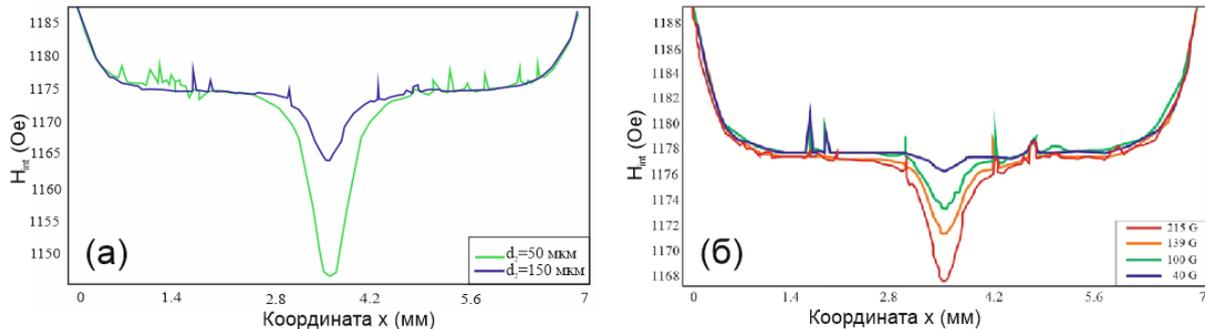


Рис. 2. График распределения величины внутреннего магнитного поля ЖИГ вдоль оси x при различных значениях длины d_2 (а) и намагниченности M_{fr} (б) слоя FeRh.

Также было проведено численное микромагнитное моделирование (ММ) в программе MuMax3 [15] на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта [16,17]:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \gamma [H_{eff} \times M] + \frac{\alpha}{M_0} \left[M \times \frac{\partial M}{\partial t} \right], \quad (1)$$

где M – вектор намагниченности, $\gamma = 28$ ГГц/Тл – гиромагнитное отношение, $\alpha = 10^{-5}$ – феноменологически введенный Гильбертом параметр затухания, $H_{eff} = -\delta F / \delta M$ – эффективное магнитное поле, F – свободная энергия магнетика. Для исследования СВ в изучаемой был проведен расчет передаточных характеристик в областях, соответствующих каждой из выходных антенн (Π_1 , Π_2 , Π_3). Были построены амплитудно-частотные характеристики спин-волнового сигнала при двух способах управления за счет слоя FeRh, а именно при изменении длины d_2 и намагниченности M_{fr} , соответственно. Из полученных результатов было определено, что при увеличении параметров пропускная способность на порты Π_1 и Π_2 падает и часть сигнала, в зависимости от степени воздействия, перенаправляется на порт Π_3 .

В работе показано, что с помощью изменения характеристик слоя из анферромагнитного материала возможно управление амплитудой и фазой СВ, а так же расширить функциональные возможности исследуемой структуры, которые позволят создавать ответвители и делители мощности спин-волнового сигнала в планарных топологиях магнетонных сетей для селективной обработки информационных сигналов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№20-79-10191).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. A. Nikitov, D. V. Kalyabin, I. V. Lisenkov, A. N. Slavin, Y. N. Barabanenkov, S. A. Osokin, A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Y. P. Sharaevsky, Y. A. Filimonov, Y. V. Khivintsev, S. L. Vysotsky, V. K. Sakharov, and E. S. Pavlov // Phys. Usp. **58**, 1002 (2015).
2. A. A. Amirov, V. V. Rodionov, I. A. Starkov, A. S. Starkov, A. M. Aliev // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 470, 77 (2019).

Эволюция спектра и частотная модуляция лазерно-индуцированных спиновых волн в тонких пленках железа

Я.А. Филатов, П.И. Геревенков, А.М. Калашникова, Н.Е. Хохлов
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
yaroslav.filatov@mail.ioffe.ru

Одна из областей современной спинтроники, магнетика, рассматривает использование спиновых волн (СВ), или когерентных магнонов, в магнитных структурах как альтернативу электронам в полупроводниковых устройствах для передачи и обработки информации [1-3]. Практическое применение СВ в реальных логических устройствах требует от разрабатываемых магнонных структур как простоты изготовления, так и высокой совместимости с технологиями электроники. Также важнейшей задачей, решаемой при создании магнонных вычислительных устройств, является возможность управления такими параметрами СВ, как их спектральный состав, волновой вектор и др. В представляемой работе экспериментально исследован спектральный состав лазерно-индуцированных пакетов поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся в нанометровых пленках железа. В результате, экспериментально продемонстрирована частотная модуляция (чирпирование) волновых пакетов СВ, увеличивающаяся при их распространении [4].

Возбуждение и детектирование распространяющихся пакетов СВ реализовано по методике фемтосекундной оптической двуцветной накачки-зондирования с временным и пространственным разрешением. В качестве образцов использованы пленки железа толщинами 10 и 20 нм, эпитаксиально выращенные на подложках GaAs с ориентацией кристаллографических осей [001]. Внешнее магнитное поле направлялось в плоскости пленок в двух направлениях: вдоль оси трудного и ближе к оси легкого намагничивания магнитокристаллической кубической анизотропии образцов. Пространственное сканирование выполнялось перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля, что соответствует геометрии Дэймона-Эшбаха распространения поверхностных магнитостатических волн [5]. Для возбуждения и детектирования СВ использовались лазерные импульсы накачки и зондирования с длительностями 120 фс и центральными длинами волн 750 и 1050 нм, соответственно, сфокусированные с противоположных сторон образцов с помощью микрообъективов в пятна диаметрами 3.5 мкм. Механизмом возбуждения пакетов СВ в этом случае является сверхбыстрое термическое изменение магнитной анизотропии пленок, происходящее за счет воздействия импульсов накачки; детектирование происходит за счет измерения магнитооптического полярного эффекта Керра для импульсов зондирования [6,7]. Временное разрешение достигнуто за счет размещения уголкового отражателя на линейном трансляторе в оптическом пути импульсов накачки, позволяющем изменять временную задержку между импульсами.

В результате измерений продемонстрировано, что лазерно-индуцированные поверхностные магнитостатические волны имеют длину распространения до 9 и до 6 мкм при ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси трудного намагничивания и ближе к оси легкого намагничивания, соответственно. Полученные величины длин распространения подтверждают перспективность использования таких структур при разработке магнонных волноводов и логических устройств. Кроме того, анализ спектрального состава СВ показал, что их спектр сужается при распространении волн. Также характер сужения зависит от ориентации внешнего магнитного поля по отношению к осям магнитной анизотропии пленок. В частности, спектр СВ сужается в

области низких или высоких частот при ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси трудного или ближе к оси легкого намагничивания, соответственно. Применение вейвлет-анализа позволило установить и охарактеризовать наличие линейной частотной модуляции (чирпирования), т.е. временной задержки между различными частотными компонентами распространяющихся пакетов СВ, увеличивающейся с расстоянием (Рисунок 1). Наличие чирпа теоретически объяснено на основе описания распространения волновых пакетов в среде с учетом дисперсии второго порядка. Значения параметра чирпа, полученные из теоретического анализа и вейвлет преобразования экспериментальных данных, находятся в хорошем согласии. Таким образом, представленный анализ спектральных особенностей распространяющихся пакетов поверхностных магнитоэлектрических волн может иметь решающее значение при разработке магнетических логических устройств, а также их интеграции с технологиями фотоники и электроники в устройствах обработки данных.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 22-22-00326). Теоретический анализ выполнен при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 19-1-3-42-1).

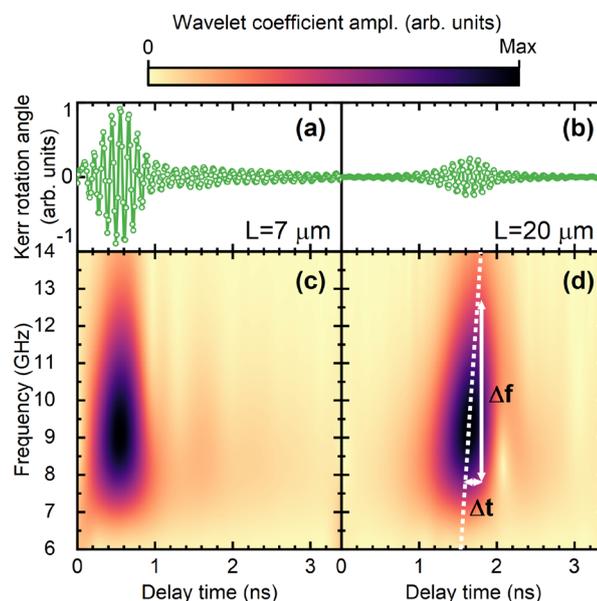


Рис. 1. (a) и (b) Экспериментально полученные временные зависимости магнитооптического отклика, имеющие форму волнового пакета на расстояниях 7 и 20 мкм, соответственно, для пленки железа толщиной 20 нм. (c) и (d) Соответствующие частотно-временные вейвлет спектрограммы. Пунктирная линия на (d) иллюстрирует изменение центральной частоты во времени. Стрелками схематично показаны изменение частоты и временной сдвиг.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Pirro et al. // Nat Rev Mater. 2021. V. 6. No 12. P. 1114-1135.
2. A. Barman et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2021. V. 33 No 41. P. 413001.
3. A.V. Chumak et al. Roadmap on Spin-Wave computing // IEEE Transactions on Magnetics. 2022.
4. I.A. Filatov et al. // Applied Physics Letters. 2022. V. 120. No 11. P. 112404.
5. R.W. Damon, J.R. Eshbach // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1961. V. 19. No 3-4. P. 308-320.
6. N.E. Khokhlov et al. // Phys. Rev. Applied. 2019. V. 12. No 4. P. 044044.
7. I.A. Filatov et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2020. V. 1697. No 1. P. 012193.

Спектр спиновых волн в прямоугольном ЖИГ-резонаторе в случае касательного намагничивания

И.О. Фильченков, В.А. Губанов, А.А. Грачев, В.В. Тихонов, А.В. Садовников
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
infachforever@gmail.com

В последнее время большой интерес вызывает исследование методов передачи спин-волновых сигналов в структурах на основе ферромагнитного резонанса[1,2]. С помощью резонаторов, сформированных из магнитной пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), можно создавать элементы соединения между функциональными блоками магнетонной сети[3], а также создавать перестраиваемые генераторы и фильтры СВЧ-диапазона.

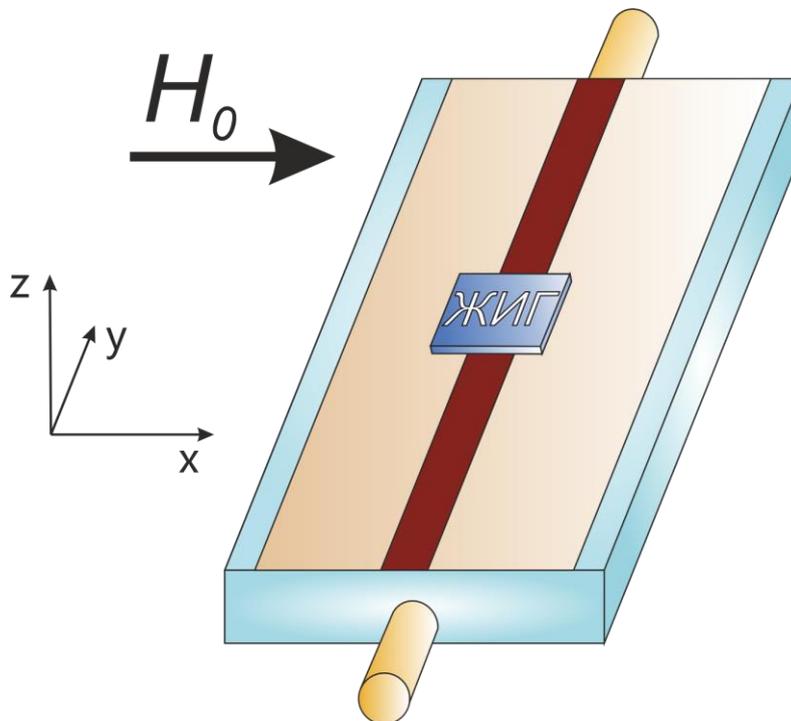


Рис. 1. Схема исследуемого макета с ЖИГ-резонатором.

В данной работе экспериментально и методами микромагнитного моделирования исследовался прямоугольный ЖИГ-резонатор 200x200x5 мкм на подложке из галлий-гадолиниевого граната (см. рис.1). Выбор материала в виде диэлектрической магнитной пленки обусловлен малыми потерями различного происхождения в ферритовых пленках на основе ЖИГ, в результате чего ЖИГ-структуры имеют достаточно высокую добротность. При этом важным достоинством ЖИГ-резонатора является возможность перестройки по частоте в широких пределах с достаточно высокой скоростью. Перестройка частоты достигается изменением напряженности внешнего магнитного поля, причем полевая характеристика, выражающая собой зависимость резонансных частот от величины внешнего магнитного поля, является с высокой степенью линейной, а также не зависит от размера образца, что позволяет сделать резонатор весьма малым. Внешнее магнитное поле в структуре направлено по оси x (см рис.1), то есть касательно относительно ЖИГ-резонатора.

Результаты расчета спектра прохождения спин-волнового сигнала были сняты с образца с помощью векторного анализатора электрических цепей. Макет с исследуемым резонатором был помещен в магнитное поле. Величину магнитного поля можно регулировать, меняя напряжение внешнего магнита. На рис.2(а) показана спектрограмма макета. С помощью программного обеспечения векторного анализатора методом нормировки для наглядного представления резонансных частот были убраны не представляющие интереса фоновые помехи. В спектре возбуждения магнитостатических волн были обнаружены характерные пики резонансов поверхностных магнитостатических спиновых волн (ПМСВ) слева от главного пика и резонансов объемных магнитостатических спиновых волн (ОМСВ) – справа.

Методом микромагнитного моделирования была исследована динамика спиновых волн при изменении внешнего магнитного поля. Результат расчета спектра спин-волновых резонансов показан на рис. 2(б). Спектр собственных мод был рассчитан путем решения в пространственной и временной области уравнения Ландау-Лившица-Гилберта с помощью программы Mumax3[4]. На амплитудно-частотной характеристике проходящего сигнала видна схожая с экспериментальными результатами картина: главный пик по центру полосы прохождения, и отходящие от него слева и справа резонансы ПМСВ и ОМСВ соответственно. Задавая большую толщину пленки при микромагнитном моделировании, можно добиться расталкивания резонансных частот резонансов спиновых волн.

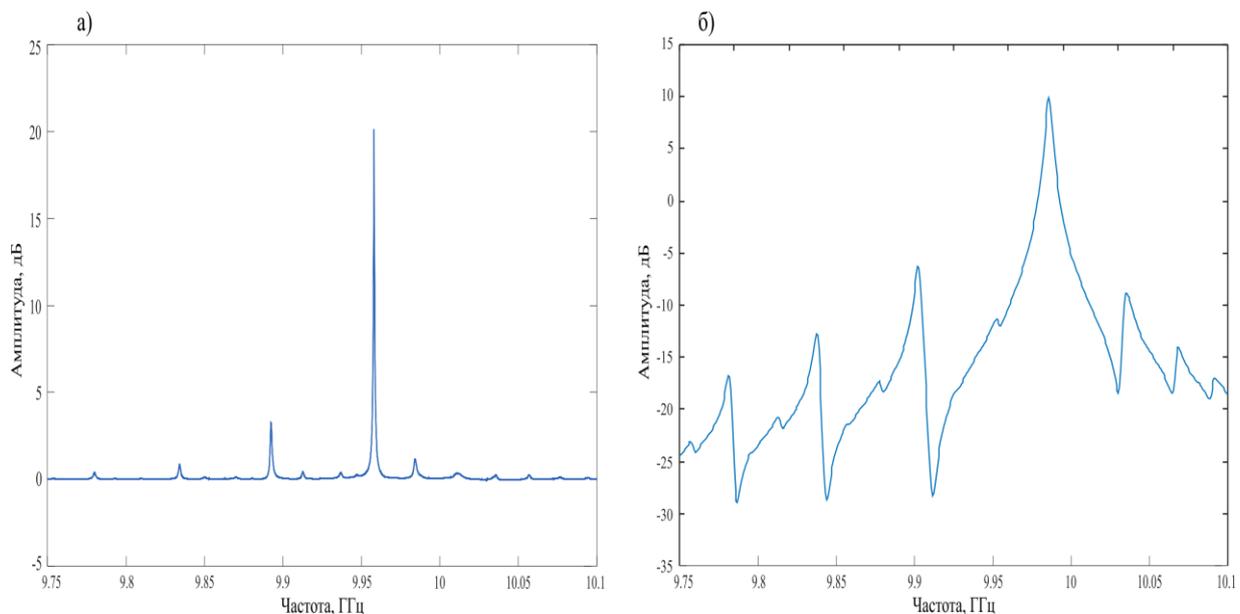


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики, полученные экспериментально а) и методом микромагнитного моделирования б).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 20-79-10191.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. A. Bas et al. //Journal of Applied Physics. – 2019. – Т. 126. – №. 11. – С. 114501.
2. J.D. Adam et al. // J. Appl. Phys. 1979, [Vol. 50], №3, -P.2446-2448.
3. A. V. Sadovnikov et al. // Phys. Rev. B 99, 054424. 2019.
4. A. Vansteenkiste et al. // AIP Adv. 4, 107133 (2014).

Динамика доменной стенки в ферромагнетиках под воздействием спинового тока вблизи точки компенсации момента импульса

В.В. Юрлов¹, К.А. Звездин^{1,2}, П.Н. Скирдков^{1,2}, А.К. Звездин^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (НИИУ)

²Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН

yurlov.vv@phystech.edu

Рассмотрена динамика доменной стенки в ферромагнетиках, на примере GdFeCo, под влиянием спин-поляризованного тока вблизи точки компенсации момента импульса (angular momentum compensation point). Для вывода динамических уравнений движения доменной стенки был использован лагранжиан, диссипативная функция Рэля и плотность мощности спинового тока для двухподрешеточного ферромагнетика. Применяя процедуру описанную в [1,2] получаем эффективный лагранжиан, эффективную функцию Рэля и эффективную плотность мощности спинового тока, используя которые решаем уравнения Эйлера-Лагранжа. В результате была получена система уравнений, которая описывает динамику доменной стенки вблизи точки компенсации момента импульса.

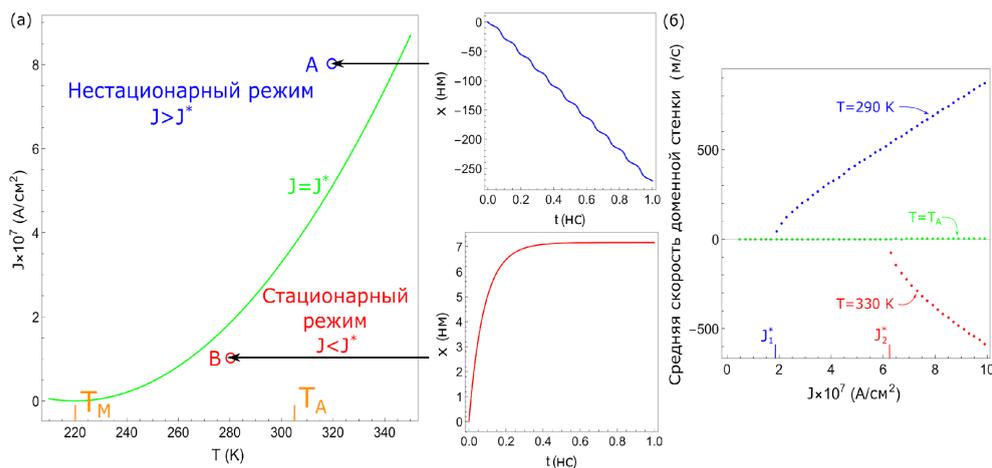


Рис. 1. а) Зависимость критической плотности тока от температуры, вставки А и В показывают зависимость координаты доменной стенки от времени; б) Зависимость средней скорости доменной стенки от плотности тока

В случае, когда вектор поляризации спинового тока направлен перпендикулярно плоскости пленки проанализированы зависимости скорости и частоты прецессии квази-антиферромагнитного вектора доменной стенки от температуры и плотности электрического тока [3]. Мы демонстрируем возможность генерации осцилляций квази-антиферромагнитного вектора с частотами около 17 ГГц при малых плотностях электрического тока в окрестности температуры компенсации момента импульса. Эти колебания возбуждаются крутящим моментом Слончевского. Кроме того, скорость доменной стенки меняет свое направление при прохождении через температуру компенсации момента импульса. Также мы исследовали движение доменной стенки в стационарном (уокеровском) и нестационарном (постуокеровском) режимах и построили диаграмму, которая дает значения плотностей тока и температур, для которых эти режимы реализуются (см. Рис. 1). Модель показывает, что в режиме Уокера движения доменной стенки не происходит и квази-антиферромагнитный вектор замирает в стабильном состоянии, в то время как в постуокеровском диапазоне скорость доменной

стенки увеличивается линейно с увеличением плотности электрического тока (см. Рис. 1). Также было получено аналитическое выражение для величины критического тока для данного направления вектора поляризации спинового тока. Мы также проанализировали динамику доменной стенки для плоскостной поляризации спинового тока и получили зависимость скорости доменной стенки от плотности электрического тока в уокеровском и постуокеровском режимах. Здесь стоит отметить, что в точке компенсации момента импульса подвижность доменной стенки имеет максимум, по сравнению с прошлым случаем. Мы также получили выражение для величины скорости доменной стенки в точке компенсации момента импульса и привели аналитическое выражение для критического тока, по достижении величины которого динамика доменной стенки исчезает. Наконец, мы определяем направления поляризации спинового тока и типы моментов, которые приводят к указанным выше эффектам, а также показываем возможность их экспериментальной реализации. Эти результаты могут быть полезны для экспериментального исследования динамики доменных границ в ферромагнетиках.

Работа выполнена при поддержке РФФ №19-12-00432.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.D. Davydova et al. // Journal of Physics: Condensed Matter 2019. V. 32. P. 01LT01.
2. A.K. Zvezdin et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 2020. V. 36. P. 166876.
3. V.V. Yurlov et al. // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. No 13. P. 134442.