

6 – Магнетизм

Богуславский Лев Георгиевич, 3 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, институт естественных наук и математики
Анализ топологической структуры плоскостной компоненты векторного поля систем магнитов
Иванов Владимир Елизарович, к.ф.-м.н.
e-mail: lev.bog12@gmail.com стр. 98

Верясова Алена Александровна, 4 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, департамент фундаментальной и прикладной физики
Синтез и магнитные свойства нанопроволок в тонкопленочном слое оксида алюминия на постоянном токе
Кулеш Никита Александрович, к.ф.-м.н.
e-mail: alenaver75@gmail.com стр. 99

Говорина Валерия Валерьевна, 4 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, департамент фундаментальной и прикладной физики
Магнитные и магнитокалорические свойства $MnAs$ в условиях гидростатического сжатия
Незнахин Дмитрий Сергеевич, к.ф.-м.н.
e-mail: valeria.govorina@urfu.me стр. 100

Голубятникова Александра Александровна, 4 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, физический
Влияние инфильтрации легкоплавких добавок на магнитные гистерезисные свойства быстрозакаленного нанокристаллического сплава на основе соединения Nd-Fe-B
Волегов Алексей Сергеевич, к.ф.-м.н.
e-mail: a.a.golubiatnikova@urfu.me стр. 101

Гриднева Гульназ Тимуровна, магистрант 2 года обучения
Уфа, Уфимский университет науки и технологий, физико-технический институт
Неоднородный магнитоэлектрический эффект в феррит-гранатовых плёнках типа (111)
Вахитов Роберт Миннисламович, д.ф.-м.н.
e-mail: gulnaz.ahmadeeva2007@yandex.ru стр. 102

Гуляев Кирилл Евгеньевич, 4 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, институт естественных наук и математики
Изучение температурной зависимости коэрцитивной силы в области температуры магнитной компенсации в пластинах ферритов-гранатов
Мехоношин Дмитрий Сергеевич
e-mail: evilcows950@mail.ru стр. 104

Зуева Екатерина Андреевна, 4 курс
Великий Новгород, Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого
Разработка системы сбора энергии на магнитоэлектрическом эффекте
Леонтьев Виктор Сергеевич
e-mail: Ekaterina.Zueva@novsu.ru стр. 105

Иванов Сергей Вадимович, 4 курс
Великий Новгород, Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, электроники
Низкочастотная магнитоэлектрическая антенна
Бичурин Мирза Имамович, д.ф.-м.н.
e-mail: sivanovvad@mail.ru стр. 106

Ивашева Елена Евгеньевна, 3 курс
Великий Новгород, Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, конструирование и технология электронных средств
Термомагнитная обработка аморфного сплава для магнитоэлектрических применений
Бичурин Мирза Имамович, д.ф.-м.н.
e-mail: ellen9879@yandex.ru стр. 108

Ильясова Галия Флюсовна, аспирант
Уфа, Уфимский университет науки и технологий, физико-технический институт
Структура и свойства кт-скирмионов в ферромагнитных пленках с колумнарным дефектом
Вахитов Роберт Миннисламович, д.ф.-м.н.
e-mail: galiya.siraeva2014@yandex.ru стр. 109

Кафаров Руслан Гайдарович, 3 курс
Великий Новгород, Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, конструирование и технология электронных средств
Моделирование микрополоскового СВЧ магнитоэлектрического фазовращателя
Лобекин Вячеслав Николаевич
e-mail: evraudx14@gmail.com стр. 111

Марков Иван Юрьевич, 3 курс
Великий Новгород, Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, конструирование и технология электронных средств
Система измерения постоянных токов на основе тороидальной магнитоэлектрической структуры
Бичурин Мирза Имамович, д.ф.-м.н.
e-mail: ivanmarckov02@mail.ru стр. 112

Низямова Алина Рамилевна, аспирант 3 года обучения
Уфа, Уфимский университет науки и технологий, физико-технический институт
Поведение 0° градусных доменных границ в магнитоодноосных пленках с флексомагнитоэлектрическим эффектом во внешнем магнитном поле
Вахитов Роберт Миннисламович, д.ф.-м.н.
e-mail: alya.nizyamova.96@mail.ru стр. 114

Орехова Светлана Михайловна, 3 курс
Ставрополь, Северо-Кавказский федеральный университет, физико-технический
Неустойчивость двумерной капли магнитной жидкости в магнитном поле
Закиян Артур Робертович, д.ф.-м.н.
e-mail: lanafox189@mail.ru стр. 115

Рогозникова Наталья Сергеевна, 4 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, институт естественных наук и математики
Исследование колебаний доменных границ в кристаллах ферритов-гранатов
Мехоношин Дмитрий Сергеевич
e-mail: nataschaniga@mail.ru стр. 116

Ромашко Полина Евгеньевна, 1 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, департамент фундаментальной и прикладной физики
Магнитная структура $\text{LiNi}_{0.1}\text{Co}_{0.9}\text{PO}_4$
Сёмкин Михаил Александрович, к.ф.-м.н.
e-mail: romashko.polina.2014@mail.ru стр. 117

Северова Светлана Владимировна, 4 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, департамент фундаментальной и прикладной физики
Особенности эффекта обменного смещения в пленках типа CrMn/FeNi
Васьковский Владимир Олегович, д.ф.-м.н.
e-mail: severova.sveta.severova@yandex.ru стр. 118

Тимофеева Анастасия Владимировна, м.н.с.
Екатеринбург, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, отдел магнитных материалов
Влияние термомагнитной обработки на свойства магнитомягких сплавов Fe-Ge
e-mail: timofoeva_av@imp.uran.ru стр. 120

Филиппова Виктория Владимировна, магистрант 2 года обучения
Уфа, Уфимский университет науки и технологий, физико-технический институт
Влияние размеров слоев на связанную динамику магнитных вихрей в мультислойных проводящих наноцилиндрах
Екомасов Евгений Григорьевич, д.ф.-м.н.
e-mail: mukhamadeeva.vika@mail.ru стр. 121

Шалагинов Аркадий Николаевич, 4 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, институт естественных наук и математики
Исследование магнитных свойств сплавов системы Sm-Fe-V, полученных с использованием метода быстрой закалки
Волегов Алексей Сергеевич, к.ф.-м.н.
e-mail: arkady.shalaginov@urfu.me стр. 122

Анализ топологической структуры плоскостной компоненты векторного поля систем магнитов

Богуславский Лев Георгиевич

Иванов Владимир Елизарович, Фещенко Анастасия Александровна, Андреев Сергей Витальевич,
Лепаловский Владимир Николаевич

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина
Институт естественных наук и математики

Иванов Владимир Елизарович, к.ф.-м.н.
lev.bog12@gmail.com

Миниатюризация магнитных систем – насущная проблема современных технологий [1], которая предполагает знание детальной конфигурации неоднородного магнитного поля. В настоящее время существует множество методов визуализации неоднородных магнитных полей. Один из них основан на использовании продольного и поперечного эффектов Керра с последующей векторизацией полученных магнитооптических изображений (рис.1). Таким образом, можно получить распределение поля в плоскости наблюдения в виде векторных графиков. Последние исследования показали перспективность этого метода [2].

Целью нашей работы была визуализация неоднородных полей, построения векторных графиков направлений плоскостной компоненты поля и анализ изменения топологической структуры поля при действии однородного поля смещения.

В качестве индикаторной пленки использовалась аморфная пленка с составом $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$.

Векторные графики на рис.1.(д) и (е) построены с использованием магнитооптических изображений в поперечной (рис.1.(а) и (б)) и продольной (рис.1.(в) и (г)) чувствительностях, по методике, подробно описанной в [2]. Они отображают изменение топологической структуры неоднородного поля двух магнитов в плоскости индикаторной пленки с увеличением напряженности внешнего однородного магнитного поля. Изменение топологии векторного поля происходит движением особых точек в плоскости наблюдения, которые на рисунке обозначены следующим образом: истоки – “So”, стоки – “Si”, седлообразные – “Sa”.

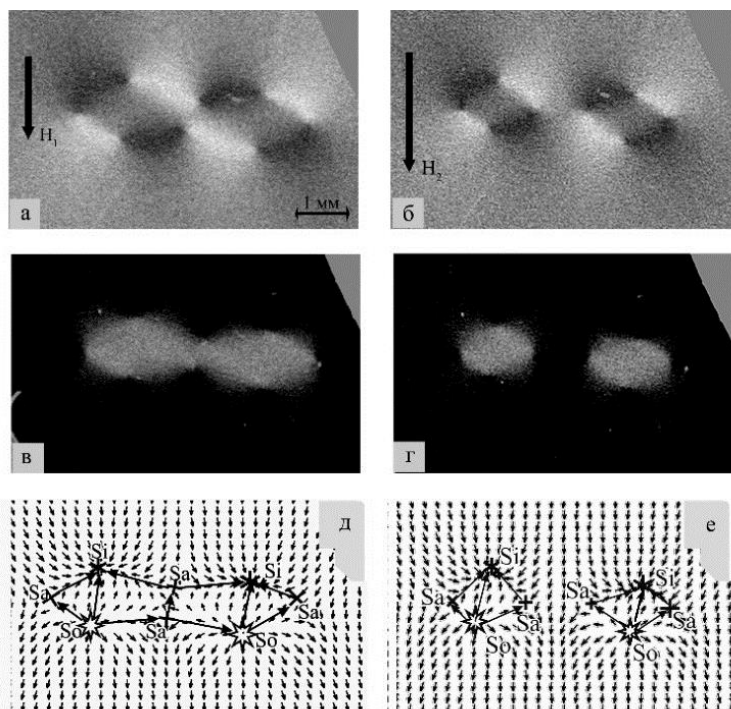


рис.1 Магнитооптические изображения неоднородного поля, создаваемого двумя магнитами в продольной (а, б) и поперечной (в, г) чувствительностях и соответствующие им векторизации, полученные путем компьютерной обработки (д, е). Крупными стрелками обозначен скелет векторного поля. H_1, H_2 – напряженности внешнего однородного магнитного поля для всех изображений в левом и правом столбцах соответственно, при том $H_1 < H_2$.

Для лучшего понимания изменения топологии на рисунок был нанесен скелет магнитного поля [3]: крупными стрелками соединены особые точки, имеющие общие силовые линии. Качественная перестройка скелета демонстрирует переход от одной структуры к другой топологически не эквивалентной ей.

Скелет плоскостного векторного поля является сечением пространственного скелета, построение которого в дальнейших исследованиях может дать представление о глобальной структуре поля.

Список публикаций:

[1] L.F. Zanini, O. Osman, M. Frenea-Robin, N. Haddour, N.M. Dempsey, et al. // *Micromagnet structures for magnetic positioning and alignment*, *J. Appl. Phys.* 111, (2012) 07B312.

[2] Ivanov V.E., Gorkovenko A.N., Lepalovskij V.N. // *Journ. Magn. Magn. Mat.* 570 (2023) 170493

[3] Dana W. Longcope // *Living Rev. Solar Phys.*, 2, (2005), 7

Синтез и магнитные свойства нанопроволок в тонкопленочном слое оксида алюминия с подслоем титана полученных в режиме постоянного тока

Верясова Алена Александровна

Дрягина Анастасия Евгеньевна, Горьковенко Александр Николаевич, Кулеш Никита Александрович, Васьковский Владимир Олегович

Уральский федеральный университет

Кулеш Никита Александрович

Alenaver75@gmail.com

Магнитные нанопроволоки обладают уникальным набором свойств, обусловленных особенностями морфологии, и относятся к перспективному классу магнитных наноматериалов, представляющих интерес для различных областей науки и техники, такие как: среды для записи информации, сенсоры, устройства спинтроники, биомедицина и т.д. [1]. Однако, основной трудностью является разработка универсальных методов изготовления и синтеза магнитных нанопроволок, и в частности, интерес представляет получение магнитных нанопроволок с использованием электроосаждения в режиме постоянного тока, что обеспечивает лучший контроль их состава и дает возможность подведения электрических контактов с обеих торцевых сторон.

В настоящей работе нами рассмотрены альтернативные пути создания массивов нанопроволок в тонкопленочном слое оксида алюминия. А также были исследована морфология и измерены магнитные свойства нанопроволок, синтезированных в режиме постоянного тока в тонких пленках алюминия (Al) и пленках алюминия с подслоем титана (Al/Ti).

Для синтеза нанопроволок использовался метод электролитического осаждения в пористые матрицы оксида алюминия в режиме постоянного тока. В качестве основы для получения матриц использовались тонкие пленки Al, либо Al/Ti, полученные методом ионного распыления, толщиной 2 мкм. Пористые матрицы были получены методом анодирования в водном растворе щавелевой кислоты при напряжении 40 В, при комнатной температуре [2]. Длина полученных нанопроволок составила в среднем – 1,6 мкм, диаметр – 60 нм.

Для аттестации магнитных свойств были проведены измерения на вибрационном магнитометре Lake Shore. Измерение проводилось в двух направлениях: параллельно и перпендикулярно оси массива нанопроволок. Структурные свойства образцов исследовались на электронном микроскопе Tescan Mira3 LMU.

В качестве примера на рисунке продемонстрированы петли гистерезиса для образцов, полученных в пленках Al (рис.1, а) и Al/Ti (рис. 1, б). Полученные нанопроволоки обладают выраженной одноосной магнитной анизотропией в направлении, параллельном оси массива нанопроволок. Нанопроволоки, полученные в пленках Al/Ti имеют более высокую коэрцитивную силу. Добавление подслоя Ti улучшило адгезию полученных пленок и предотвратило отслаивания шаблона.

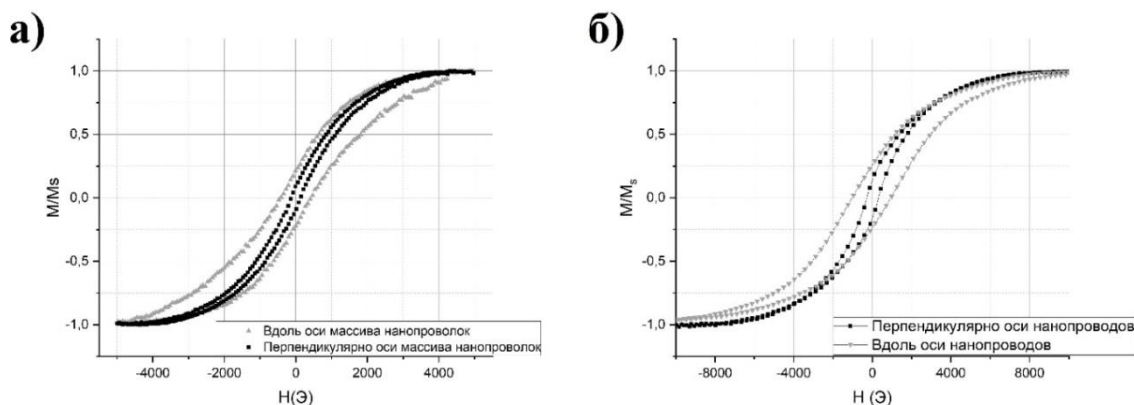


рис.1. Петли гистерезиса, измеренных в направлении вдоль или перпендикулярно оси нанопроволок Co, полученных с использованием электроосаждения DC-режиме в тонкой пленке Al(a) и Al/Ti (б).

Список публикаций:

- [1] Fernández-Roldán J. A. *Micromagnetism of cylindrical nanowires with compositional and geometric modulations*. 2019
 [2] Driagina A. et al. *Synthesis and magnetic properties of Co nanowires/PVDF composites //IEEE Magnetics Letters*. 2021.

Магнитные и магнитокалорические свойства MnAs в условиях гидростатического сжатия

Говорина Валерия Валерьевна

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

Незнахин Дмитрий Сергеевич, к.ф.-м.н.

valeria.govorina@urfu.me

Для соединения MnAs при атмосферном давлении характерен магнитоструктурный фазовый переход 1 рода в области комнатных температур. При повышении гидростатического давления температура перехода снижается [1]; помимо этого, наблюдаются нелинейное поведение изотермического изменения магнитной энтропии – количественной характеристики магнитокалорического эффекта (МКЭ) [2]. Результаты в работе [2] приведены для поликристаллического образца MnAs. Однако в силу наличия магнитокристаллической анизотропии МКЭ может вести себя по-разному при измерении вдоль различных кристаллографических направлений. Поэтому интерес представляет поведение монокристаллических образцов под давлением, а именно их кривые намагничивания вдоль разных кристаллографических осей, температуры фазового перехода 1 рода как при нагревании, так и при охлаждении, количественные характеристики МКЭ.

Для создания давления использовалась ячейка давления Easy Lab 10, которая способна создавать гидростатическое давление до 10 кбар. Магнитные свойства образца, находящегося в ячейке, измерялись на установке MPMS-XL в полях с напряженностью до 70 кЭ. Давление внутри ячейки определено с использованием оловянного манометра. В магнитных измерениях учтены магнитная предыстория образца, наличие замороженного магнитного поля в сверхпроводящем соленоиде, размагничивающий фактор образца. Подобраны скорости изменения температуры: достаточно малой для установления теплового равновесия в ячейке и достаточно большой из практических соображений. Проведено сравнение результатов измерений, полученных в различных режимах установления магнитных полей.

В настоящей работе измерены кривые намагничивания монокристалла MnAs как при атмосферном давлении, так и в условии гидростатического сжатия. Также измерены температурные зависимости намагниченности монокристалла под давлением с целью уточнения границ фазового перехода. При приложении давления наблюдается изменение намагниченности насыщения образца, меняются гистерезисные свойства, как по напряженности внешнего поля, так и по температуре. Температура магнитного фазового перехода 1 рода при увеличении давления довольно значительно смещается в область более низких температур, а гистерезис перехода увеличивается (рис.1). В работе проведено сравнение изотермического изменения магнитной энтропии, рассчитанное из измерений при разных условиях.

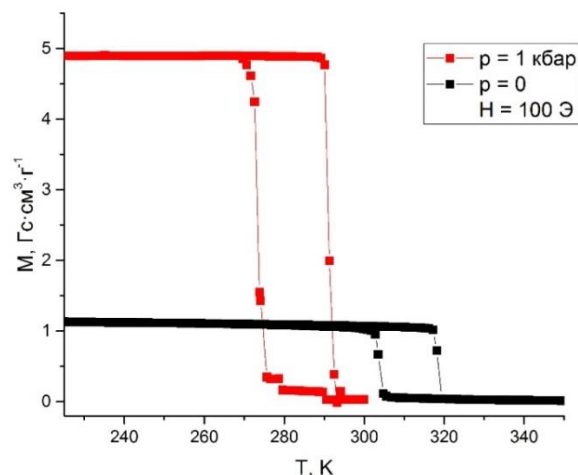


рис.1. Зависимость намагниченности монокристалла MnAs от температуры в магнитном поле $H = 100$ Э

Список публикаций:

- [1] Menyuk N., Kafalas J. A., Dwight K., and Goodenough J.B., *Phys. Rev.*, 177, 942, 1969
 [2] Gama S., Coelho A.A. et. al, *Phys. Rev. Lett.*, 93, 237202, 2004

Влияние инфильтрации легкоплавких добавок на магнитные гистерезисные свойства быстроокаленного нанокристаллического сплава на основе соединения $Nd_2Fe_{14}B$

Голубятникова Александра Александровна

Шалагинов А.Н., Андреев С.В., Волегов А.С.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина

Волегов Алексей Сергеевич

a.a.golubiatnikova@urfu.me

Среди разнообразных магнитных материалов особое значение имеют магнитотвердые материалы. Изготовленные из них постоянные магниты нашли широкое применение во всех областях науки и техники. Одним из основных материалов для производства постоянных магнитов является соединение Nd-Fe-B. Неодимовые магниты обладают выдающимися магнитными свойствами и применяются во многих устройствах, в том числе в экологически чистых источниках энергии (электромобили, ветровые турбины). Недостатком магнитов на основе Nd-Fe-B является относительно низкая температура Кюри фазы $Nd_2Fe_{14}B$ - 312 °С, что приводит к невозможности их использования в сильных размагничивающих полях при повышенной рабочей температуре.

В данной работе исследован способ повышения коэрцитивной силы магнитотвердого сплава на основе соединения $Nd_2Fe_{14}B$ путем инфильтрации легкоплавких добавок. Методом дуговой плавки получены легкоплавкие добавки следующего состава: Gd-Cu-Co, Ce-Cu-Co и La-Cu-Co.

Добавки с Gd, La, и Ce выбраны с целью установления, влияния их состава на межзеренное обменное взаимодействие и магнитные гистерезисные свойства исходного сплава. Из-за низкого поля анизотропии данных редкоземельных металлов H_c должна уменьшаться. Но в работе [1] было показано, что при добавлении Gd к $Nd_2Fe_{14}B$, из-за появления фазы $GdFe_2$ на границе раздела с магнитотвердым слоем, наблюдалось увеличение коэрцитивной силы. Это объясняется тем, что намагниченность в $GdFe_2$ антипараллельна намагниченности в $Nd_2Fe_{14}B$.

Основным материалом для эксперимента стал сплав марки MQP-B. Он представляет собой быстроокаленный сплав Nd-Fe-B. Сплав MQP-B размалывался в 95% этиловом спирте в шаровой мельнице в течение 5 мин без добавки, а затем совместно с легкоплавкой добавкой на протяжении 5 мин. Пропорции по массе 20:80. Готовые смеси были спрессованы в параллелепипеды и подготовлены к отжигу в вакууме. Выбран интервал температур 600-750 °С. Время отжига – 1 час. Предельные петли магнитного гистерезиса отожженных образцов измерялись посредством вибрационного магнитометра КВАНС 1.

H_c исходного сплава марки MQP-B ≈ 10 кЭ. Полученные значение коэрцитивной силы составили:

Gd-Cu-Co – от 8,6 до 14,1 кЭ

Ce-Cu-Co – от 10,8 до 13,5 кЭ

La-Cu-Co – от 10,3 до 12,9 кЭ

Наибольшие значения H_c наблюдаются при следующих условиях отжига: температура отжига $T = 700$ °С, добавка Gd-Cu-Co.

Полученные результаты показывают способ повышения H_c постоянных магнитов с использованием наиболее дешевых редкоземельных металлов.

Список публикаций:

[1] Akdogan O. et al. Superferrimagnetism in hard Nd-Fe-B thick films, an original concept for coercivity enhancement // Journal of Applied Physics. (2014) T. 115. – №. 17. – С. 17A764. [1].

Неоднородный магнитоэлектрический эффект в феррит-гранатовых плёнках типа (111)

Гриднева Гульназ Тимуровна

Вахитов Роберт Миннисламович, Юмагузин Азат Раисович

Уфимский университет науки и технологий

Вахитов Роберт Миннисламович

gulnaz.ahmadeeva2007@yandex.ru

Известно, что неоднородный магнитоэлектрический эффект, обнаруженный в пленках ферритов-гранатов при комнатных температурах, представляет собой явление смещения доменных границ (ДГ) под действием неоднородного электрического поля [1]. Он привлек к себе внимание исследователей возможностью его применения в устройствах магнитной памяти и системах обработки информации с низким энергопотреблением [2-4]. В этом случае зарождением, перемещением и трансформацией магнитных неоднородностей можно осуществить воздействием электрического поля. Дальнейшее изучение обнаруженного явления (флексомангнитоэлектрический эффект) выявило ряд особенностей, среди которых можно выделить существенную его зависимость от ориентации развитой поверхности пленки относительно кристаллографических осей. Если в (210)- и (011)-ориентированных пленках ферритов-гранатов он наблюдался, то в (111)-ориентированных пленках флексомангнитоэлектрический эффект (ФМЭ) не был обнаружен [3]. Было высказано предположение, что такая избирательность его проявления можно объяснить тем, что в (210)- и (011)-пленках имеется ромбическая составляющая наведенной одноосной анизотропии, которая способствует образованию 180° -ДГ с неблоховской структурой. Последнее обстоятельство может благоприятствовать возникновению ФМЭ в данных пленках. В то же время известно, что в (111) – ориентированной плёнке феррит-гранатов наведённая одноосная анизотропия не имеет ромбической компоненты. С другой стороны, согласно исследованиям [4], в таких пленках возможно существование 180° -ДГ с неблоховской структурой, но в определённых интервалах изменения параметров материала. Кроме того, теоретический анализ возможных магнитных неоднородностей в одноосных магнетиках показал, что наличие в них неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия также приводит к выходу намагниченности из плоскости 180° -ДГ, т.е. ДГ становится неблоховской. Поэтому возникает необходимость в детальном изучении структуры ДГ в (111)-ориентированной пленке ферритов-гранатов и её трансформации под действием электрического поля.

Выражение для энергии исследуемого магнетика берётся в виде:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ A \left[\left(\frac{d\varphi}{dy} \right)^2 + \cos^2 \varphi \left(\frac{d\theta}{dy} \right)^2 \right] + K_u (\cos^2 \varphi \sin^2 \theta + \sin^2 \varphi) + \varepsilon_c + \varepsilon_{int} + 2 \pi M_s^2 \sin^2 \varphi \right\} dy \quad (1)$$

где θ и φ – соответственно, полярный и азимутальный углы вектора $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m}$, A – обменный параметр, K_u - константа одноосной анизотропии, M_s - намагниченность насыщения, \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности, ε_c - плотность энергии кубической анизотропии, ε_{int} - плотность энергии неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. Последние выражения имеют вид:

$$\varepsilon_c = K_1 \left(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2 \right) \quad (2)$$

$$\varepsilon_{int} = M_s^2 \varepsilon (b_1 \mathbf{m} \operatorname{div} \mathbf{m} + b_2 [\mathbf{m} \times \operatorname{rot} \mathbf{m}])$$

где K_1 – константа кубической анизотропии, b_1, b_2 – магнитоэлектрические постоянные, ε – напряженность электрического поля ($\varepsilon \parallel Oz$).

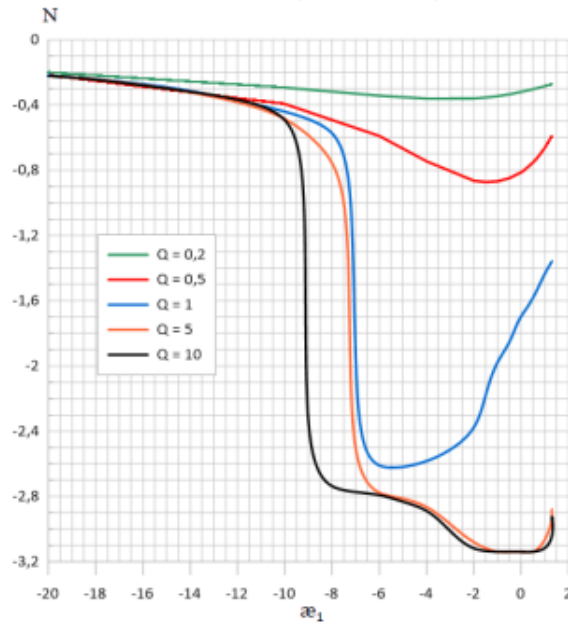


рис.1. Зависимость интегральной поляризации от параметра α_1 для различных значений фактора качества Q при $\lambda = 0,3$

Анализ уравнений Эйлера–Лагранжа, соответствующие минимуму (1), в отсутствие электрического поля ($\mathcal{E} = 0$) показывает, что в (111)-ориентированной пленке ферритов-гранатов возможно существование двух типов 180° -ДГ, различающихся структурой и областью их устойчивости [4].

Первый тип представляет 180° -ДГ с блоховским распределения вектора \mathbf{m} : $\theta = \theta(y)$, $\varphi = 0, \pi, \psi = \pi k/3, k \in \mathbb{Z}$, а второй – с квазиблоховской структурой: $\theta = \theta(y)$, $\varphi = \varphi(y)$, $\psi = (2k + 1)\pi/6$, причём зависимость $\varphi = \varphi(y)$ является нечётной функцией. Их области существования на диаграмме устойчивых состояний в переменных " $Q - \alpha_1$ ", ($Q = K_u/2\pi M_s^2$ – фактор качества, $\alpha_1 = K_1/K_u$) граничат друг с другом, причём первый тип ДГ является устойчивым в основном при малых значениях Q , а второй тип – при больших Q . Следует отметить, что при действии электрического поля ($\mathcal{E} \parallel Oz$) на магнитоодноосную плёнку с флексомагнитоэлектрическим взаимодействием 180° -ДГ блоховского типа, согласно [6] преобразуются в 180° -ДГ с квазиблоховской структурой, в которой $\varphi = \varphi(y)$ является чётной функцией. Соответственно, при рассмотрении флексомагнитоэлектрических эффектов в (111) – ориентированной плёнке, как показывают расчёты, существенную роль на топологию 180° -ДГ играет три фактора: наведённая одноосная анизотропия (K_u), кубическая анизотропия (K_1) и неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие. Если первый и третий фактор приводят к тому, что $\varphi(y)$ является чётной функцией, то второй фактор приводит к нечётной функции. В результате зависимость $\varphi(y)$ становится функцией общего вида.

При действии электрического поля на первый тип ДГ он трансформируется в 180° -ДГ квазиблоховским распределением намагниченности \mathbf{m} . В данном случае график функции $\varphi(y)$ имеет асимметричную колокообразную форму. Это сказывается на распределении поляризации в области ДГ $p = p(y) = -\partial \varepsilon_{int} / \partial \mathcal{E}$, которая представляет двухвершинную кривую (с неравными пиками), расположенную в области отрицательных значений p . С возрастанием поля \mathcal{E} одбу из пиков усиливается, а второй ослабевает и затем исчезает. При этом величина интегральной поляризации P непрерывно увеличивается и достигает максимальных значений ($P \sim 3,15P_0$, где $P_0 = M_s^2 b_0 / \Delta_0$, $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$, $b_0 = b_1 + b_2$) при достаточно больших величинах поля \mathcal{E} ($\mathcal{E} \sim 4\mathcal{E}_0$, $\mathcal{E}_0 = 2K_u \Delta_0 / M_s^2 b_0$), что связано с малыми значениями Q ($Q \leq 0,05$), при которых она устойчива.

Второй тип ДГ при действии на него электрического поля также преобразуется так, что его топология становится достаточно сложной. В этом случае $\varphi = \varphi(y)$ с возрастанием поля претерпевает ряд структурных преобразований и, наконец, при некотором критическом поле \mathcal{E}_c (для $Q = 1$, $\alpha = -6$, $\mathcal{E}_c \sim 0,296\mathcal{E}_0$) она скачком переходит в колокообразную асимметричную функцию. Соответственно, дифференциальная поляризация после соответствующих пертурбаций структура ДГ также становится подобной функцией. При этом интегральная поляризация (Рис.1) также скачком возрастает, а затем непрерывно переходит к своему предельному значению ($P \approx 3.15P_0$). таким образом, из расчётов следует, что только при больших Q можно достичь предельного значения интегральной поляризации в малых полях ($\mathcal{E} \sim 0,3\mathcal{E}_0$).

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного задания на выполнение научных исследований лабораториями (Приказ МН- 8/1356 от 20.09.2021)

Список публикаций:

- [1] Логгинов А.С., Мешков Г.А., Николаев А.В., Пятаков А.П. Магнитоэлектрическое управление доменными границами в пленке феррита-граната. Письма в ЖЭТФ, 2007, том 86, в.2, с.124–127
- [2] Пятаков А. П., Сергеев А. С., Николаева Е. П., Косых Т. Б., Николаев А. В., Звездин К. А., Звездин А. К. Микромагнетизм и топологические дефекты в магнитоэлектрических средах // УФН 185, 2015.с.1077–1088
- [3] Плавский В.В., Шамсутдинов М.А., Филиппов Б.Н. Структура и ориентация доменных границ в (111) – пластинах и кубических ферромагнетиков // ФММ. 1999. Т. 88. №3. С.22-29
- [4] Dzyaloshinskii I.E. Magnetoelectricity in ferromagnets // Europhys.Lett.2008.V.83.№6.P.67001(1-2)
- [5] A.S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. P. Pyatakov, A.K.Zvezdin. Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films //Appl.Phys.Lett. 93, 182510, 2008
- [6] Р.М.Вахитов, Гареева З.В., Солонецкий Р.В., Мажитова Ф.А. Микромагнитные структуры, индуцированные неоднородным электрическим поле, в магнитоодноосных пленках с флексомагнитоэлектрическим эффектом // ФТТ. 2019. Т.61. №6. С. 1120-112

Изучение температурной зависимости коэрцитивной силы в области температуры магнитной компенсации в пластинах ферритов-гранатов

Гуляев Кирилл Евгеньевич

Мехоношин Дмитрий Сергеевич, Памятных Лидия Алексеевна

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

Мехоношин Дмитрий Сергеевич

evilcows950@mail.ru

В работе исследованы гистерезисные свойства монокристаллической пластины-(111) феррита-граната $(\text{TbErGd})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ толщиной 50 мкм в диапазоне температур 77–350 К, включающем температуру магнитной компенсации ($T_k \approx 200\text{K}$) [1-2]. Петли магнитного гистерезиса пластины были измерены двумя независимыми методами: магнитометрическим и магнитооптическим. Прикладываемое магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости пластины. Магнитометрические петли гистерезиса были измерены с помощью вибрационного магнитометра 7407 VSM Lake Shore Cryotronics (ЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ, оператор к.ф.-м.н. Кудюков Е.В.). Магнитооптические петли гистерезиса измерены на магнитооптической установке на основе эффекта Фарадея. Примеры петель гистерезиса пластины при $T = 193\text{ K}$ приведены на рис. 1. На основании полученных результатов построена зависимость коэрцитивной силы от температуры (рис.2.)

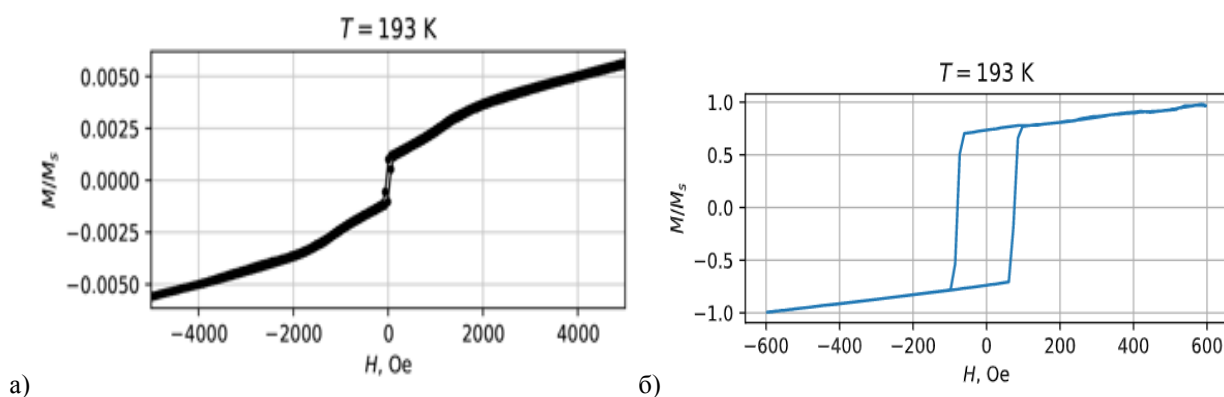


рис.1. Петли магнитного гистерезиса пластины феррита-граната вблизи температуры магнитной компенсации: магнитометрическая (а), магнитооптическая (б)

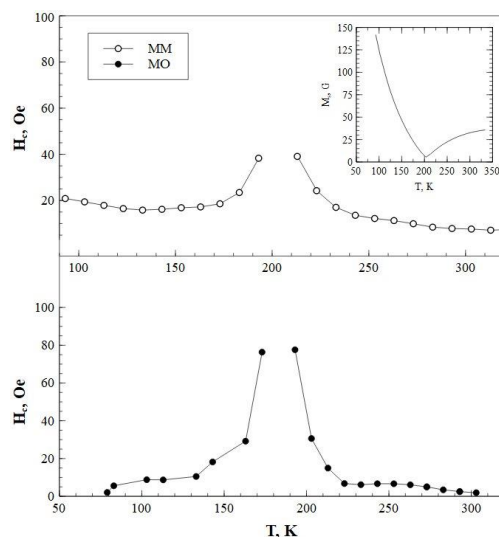


рис.2. Зависимости коэрцитивной силы пластины феррита-граната от температуры, полученные из измерений магнитометрических (ММ) и магнитооптических (МО) петель гистерезиса

Зависимости коэрцитивной силы от температуры, полученные из измерений магнитометрических и магнитооптических петель гистерезиса, имеют качественно подобный вид: H_c резко возрастает при приближении к T_K [3]. Выявленное различие значений T_K , полученное разными методами ($T_K = 200$ К - по магнитометрическим измерениям, $T_K = 180$ К - по магнитооптическим измерениям) может быть связано с тем, что магнитометрический метод является интегральным, в то время как при магнитооптических измерениях анализируется сигнал с некоторой локальной области кристалла.

Список публикаций:

- [1] Боровик Е.С., Еременко В. В. и Мильнер А.С. Лекции по магнетизму. 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Физматлит, 2005.
 [2] Х. Вейн и Я. Смит. Ферриты: Физические свойства и практические применения. Москва: Издательство иностранной литературы, 1962.
 [3] Б.Ю. Соколов, М.З. Шарипов. Магнитооптические свойства феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ в окрестности температуры магнитной компенсации. ФТТ. Т.56, вып. 5, С.939-943. 2014.

Разработка системы сбора энергии на магнитоэлектрическом эффекте

Зуева Екатерина Андреевна

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого

Леонтьев Виктор Сергеевич

Ekaterina.Zueva@novsu.ru

В данной работе рассматривается блок-схема системы сбора энергии, работающая на основе магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в композите на основе магнитострикционного материала и пьезоэлектрика.

Путем механических взаимодействий пьезоэлектрической и магнитострикционной подсистем обусловлено появление магнитоэлектрического эффекта в композиционных магнитострикционных-пьезоэлектрических структурах. Магнитоэлектрический эффект в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах является эффектом второго порядка.

Магнитоэлектрическая система сбора энергии относится к устройствам накопления и передачи энергии, работающим на основе применения магнитострикционно-пьезоэлектрических структур. Основой устройства для сбора и накопления энергии высокочастотного магнитного поля и механических колебаний является слоистая структура, которая состоит из скрепленных между собой магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев.

Предлагаемая система сбора энергии предназначена для питания различных биомедицинских сенсоров и относится к области персонализированных медицинских помощников. Такая система сбора энергии относится к направлению повышения уровня энергоэффективности и область альтернативных источников энергии.

Магнитоэлектрическая система сбора энергии, состоит из приемного модуля, модуль управления, выпрямительного модуль и накопительного модуль, и чувствительного элемента (рис. 1).

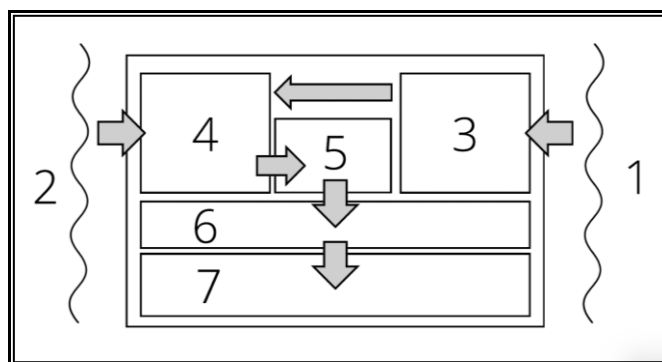


рис.1. Блок-схема работы системы сбора энергии.

На данной блок-схеме представлены: 1 - внешняя высокочастотная электромагнитная энергия, 2 - внешняя механическая энергия, 3 - приемный модуль, 4 - модуль управления, 5 - чувствительный элемент, 6 - выпрямительный, 7 - накопительный модуль.

Чувствительным элементом таких систем является слоистая композитная структура. Слоистые композиционные магнитоэлектрические материалы состоят из магнитных и пьезоэлектрических материалов.

Предлагаемая структура работы позволяет получить следующий технический результат: собирать энергию механических колебаний и переменного магнитного поля, накапливать энергию и хранить. При этом структура устройства, выполненного в виде слоев, позволяет получить малые габариты прибора. Ключевая возможность применения устройства в диапазоне высоких частот и его малые массогабаритные характеристики являются основными техническими преимуществами, которые выгодно отличают его от аналогичных приборов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-25-20224, <https://rscf.ru/project/22-25-20224/>

Список публикаций:

- [1] Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // Успехи физических наук. – 2012. – т. 182 – № 6. – С. 593-620
 [2] Wang, L. Energy harvesting by magnetostrictive material (MsM) for powering wireless sensors in SHM / L. Wang, F. G. Yuan // Proceedings of SPIE. —Vol. 6529. — 2007. — P. 652941.

Низкочастотная магнитоэлектрическая антенна

Иванов Сергей Вадимович

Соколов Олег Владимирович

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого

Бичурин Мирза Имамович

sivanovvad@mail.ru

Низкочастотные антенны, передающие электромагнитные волны с частотой 10–30 (кГц), часто используются для передачи сигнала через земную и водную среду, исследования грунта и т.д. В качестве низкочастотных антенн с небольшими габаритными размерами можно использовать магнитоэлектрические (МЭ) композиты. Магнитоэлектрический композит – это система, в которой пьезоэлектрический и магнитоэлектрический материал механически соединены и для которой наблюдается прямой и обратный магнитоэлектрический эффект [1]. Ранее разработанные низкочастотные МЭ антенны, согласно [2], позволяют реализовать передачу сигнала при расстоянии 120 (м) между передающей и принимающей антеннами при 80 (В) напряжения, прикладываемого к передающей антенне.

Принцип работы передающей МЭ антенны основан на обратном МЭ эффекте, а принимающей на прямом МЭ эффекте [1]. Частота переменного напряжения, подаваемого на передающую антенну равна резонансной частоте используемого композита. В таком случае напряжение, генерируемое принимающей антенной максимально.

Для измерения диаграммы направленности низкочастотных антенн, основанных на прямом и обратном МЭ эффекте, были разработаны два симметричных трехслойных композита Метглас / ЦТС-19 / Метглас с размерами 70*12*0,7 (мм). Три пленки Метгласа толщиной 20 (мкм), шириной 12 (мм) и длиной 65 (мм) были соединены с верхней и нижней гранями пластинки ЦТС-19 с толщиной 0,5 (мм), шириной 12 (мм) и длиной 70

(мм) с помощью клея БФ-2. Постоянное магнитное поле для линейризации МЭ эффекта подавалось на композиты с помощью постоянного цилиндрического магнита. Величина постоянного магнитного поля была равна 15 (Э) т.к. при таком значении наблюдалось максимальная амплитуда напряжения на принимающей антенне.

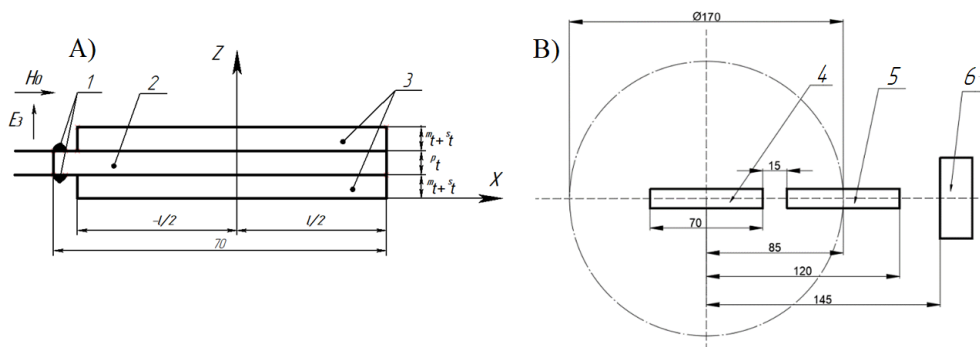


рис. 1 – Эскиз разработанного МЭ композита, используемого в качестве низкочастотной антенны (А), эскиз измерения диаграммы направленности МЭ антенны в Е плоскости (В).

На рисунке 1: 1 – электроды для подачи напряжения на передающую антенну и подключения осциллографа к принимающей антенне для измерения генерируемого напряжения, 2 – пьезоэлектрическая фаза (ЦТС-19), 3 – магнитострикционная фаза (Метглас), $H_0 = 15$ (Э) – внешнее постоянное подмагничивающее поле, E_3 – напряженность электрического поля, приложенного к пьезоэлектрической фазе передающей антенны, $l=65$ (мм) – длина магнитострикционной фазы, 4 - передающая антенна, 5 - принимающая антенна, 6 - постоянный магнит.

$m_t = 0,06$ (мм), $p_t = 0,5$ (мм); $s_t = 0,04$ (мм) – толщина магнитострикционной, пьезоэлектрической и клеевой фаз композита соответственно. Резонансная частота разработанных МЭ композитов составила 23,8 (кГц).

Амплитуда синусоидального переменного напряжения, приложенного к пьезоэлектрической фазе МЭ композита передающей антенны: $U = 10$ (В), частота синусоидального переменного напряжения: 23,8 (кГц).

Для измерения коэффициента направленности антенн было измерено напряжение на принимающей антенне, которая перемещалась против часовой стрелки относительно передающей антенны. Схема измерения диаграммы направленности представлена на рисунке 1 (В). Постоянный магнит при вращении принимающей антенны находился в одном положении, указанном на рисунке 1 (В).

Коэффициент направленности антенны рассчитывался по формуле:

$$K_i = \frac{U_i}{U_{max}} \quad (1)$$

где U_i – напряжение на принимающей антенне при определенном угле поворота относительно передающей антенны, В; $U_{max} = 30$ – максимальное измеренное значение напряжения на принимающей антенне при измерении диаграммы направленности в Н и Е плоскостях, В.

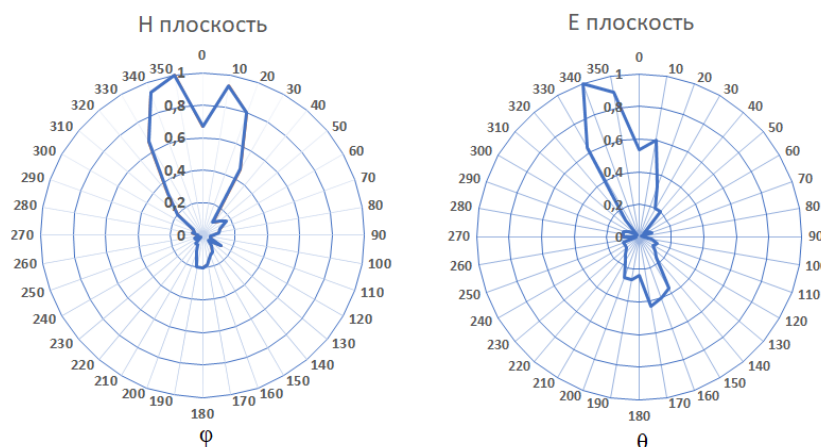


рис. 2 – Измеренные диаграммы направленности МЭ антенн в Е и Н плоскостях. φ – угол поворота принимающей антенны относительно передающей в Н плоскости, θ – угол поворота принимающей антенны относительно передающей в Е плоскости.

Небольшое расстояние между МЭ антеннами обусловлено низким значением передаваемой мощности между антеннами. Это связано с низкой добротностью резонанса разработанных композитов, которая равна $Q = 25$, и низким значением магнитострикции насыщения применяемого Метгласа, которая равна $\lambda_s \approx 2$ (ppm). Для улучшения эффективности передачи мощности между антеннами необходимо уменьшить толщину клеевой фазы МЭ композитов, применять магнитострикционный материал с высоким значением магнитострикции насыщения для увеличения механических деформаций в ходе прямого и обратного МЭ эффектов, что в свою очередь приведет к возрастанию значения генерируемого напряжения в пьезоэлектрической фазе композитов.

Список публикаций:

- [1] М.И. Бичурин, В.М. Петров, Д.А. Филиппов, Г. Сринивасан *Магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах*; НовГУ им. Ярослава Мудрого. – Великий Новгород, 2005. – 231 с.
 [2] Cunzhen Dong, Yifan He, Menghui Li, Cheng Tu, Zhaoqiang Chu, Xianfeng Liang, Huaihao Chen, Yuyi Wei, Mohsen Zaeimbashi, Xinjun Wang, Hwaider Lin, Yuan Gao, and Nian X. Sun. *A Portable Very Low Frequency (VLF) Communication System Based on Acoustically Actuated Magnetolectric Antennas*. *IEEE ANTENNAS AND WIRELESS PROPAGATION LETTERS*, VOL. 19, NO. 3, MARCH 2020.

Терромагнитная обработка аморфного сплава для магнитоэлектрических применений

Ивашева Елена Евгеньевна

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого

Бичурин Мирза Имамович, д.ф.-м.н.

ellen9879@yandex.ru

В последнее время много публикаций посвящено изучению магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в структурах из магнитострикционных и пьезоэлектрических материалов. Прямой МЭ эффект основан на том, что происходит индуцирование электрической поляризации во внешнем переменном магнитном поле в присутствии подмагничивающего поля.

Одним из основных применений магнитострикционно-пьезоэлектрических МЭ структур являются различные датчики, например, магнитного поля (магнитометры). Улучшение свойств материалов, из которых состоит МЭ композит, позволит повысить эффективность устройств на их основе, например, сделать магнитометры более чувствительными к изменению магнитного поля.

Оптимизацию МЭ структуры возможно реализовать, например, с помощью терромагнитной обработки магнитострикционного материала, в качестве которого может выступать магнитомягкий сплав, имеющий аморфную структуру. Материал, находясь под воздействием высокой температуры и влиянием внешнего магнитного поля, начинает менять свою внутреннюю структуру – происходит процесс кристаллизации, и, таким образом, возможно получение «однодоменной» структуры.

Ранее нами проводилось исследование влияния термической обработки аморфного сплава АМАГ493 (ПАО «Мстатор», г. Боровичи) на МЭ эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах [1]. В результате было получено, что увеличение МЭ коэффициента по напряжению при воздействии температуры на аморфный сплав составляет около 70% (рис. 1).

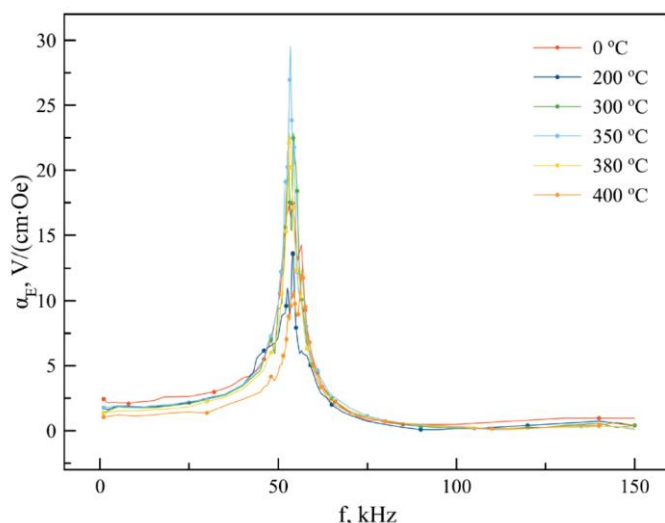


рис.1. Зависимость магнитоэлектрического коэффициента по напряжению от частоты

На (рис.1) представлена зависимость магнитоэлектрического коэффициента по напряжению от частоты при различных температурах обработки аморфного сплава АМАГ493.

В настоящий момент нами ведется разработка установки для термомагнитной обработки, в которой планируется подвергать аморфный сплав АМАГ493 термической обработке во внешнем магнитное поле. Дальнейшие исследования будут направлены на изучение влияния такой обработки на МЭ эффект в магнитоэлектрических структурах. Планируется подробное изучение магнитных свойств аморфного сплава, подбор оптимального режима термообработки, величины внешнего магнитного поля.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-25-20224, <https://rscf.ru/project/22-25-20224/>.

Список публикаций:

- [1] *Ивашева Е.Е., Леонтьев В.С., Бичурин М.И., Колецов В.В. Применение термообработки для оптимизации магнитоэлектрической компоненты магнитоэлектрического композита // Дни калорики в Королеве: функциональные материалы и их приложения: сб. тез. 3-го Междунар. науч. семинара. – Челябинск: Изд-во Челяб. гос. ун-та, 2022. – С.103-105.*
- [2] *Бичурин М.И., Петров Р.В., Соловьев И.Н., Соловьев А.Н. Исследование магнитоэлектрических сенсоров на основе пьезокерамики ЦТС и Метгласа // Современные проблемы науки и образования – 2012. - №1*
- [3] *Bichurin M.I., Petrov V.M. Modeling of magnetoelectric effects in composites. Springer Series in Materials Science. Vol. 201. Springer, New York, 2014. 108 p.*

Структура и свойства кл-скирмионов в ферромагнитных пленках с колумнарным дефектом

Ильясова Галия Флюсовна

Вахитов Роберт Миннисламович, Солонецкий Ростислав Владимирович

Уфимский университет науки и технологий

Вахитов Роберт Миннисламович

galiya.siraeva2014@yandex.ru

В настоящее время наблюдается устойчивый интерес к исследованиям, касающихся магнитных скирмионов: их возможных типов, свойств, магнитных материалов, в которых они стабилизируются и т.д. Такое внимание к ним объясняется не только перспективами их применения в устройствах спинтроники, но и их необычными свойствами, которые демонстрируются в различных работах [1]. Впервые магнитные скирмионы были обнаружены в киральных магнетиках, в которых благодаря наличию взаимодействия Дзялошинского-Мория, они образуют устойчивые состояния [2]. В большинстве последующих исследований под магнитными скирмионами понимались вихреподобные неоднородности, в которых единичный вектор намагниченности \mathbf{m} поворачивается на 180° при изменении радиальной переменной r от 0 до \square (π -скирмионы). В то же время, появились исследования в которых предсказывалась возможность существования кл-скирмионов ($k \in 1, 2, 3...$) [3].

В связи с тем, что в киральных магнетиках [4] появились определенные проблемы с устойчивостью магнитных скирмионов, возник спрос на альтернативные методы их стабилизации в других материалах, в которых отсутствует взаимодействие Дзялошинского - Мория. Одним из возможных способов реализации такого подхода был предложен в работах [4,5] в которых было показано, что такими магнетиками могут являться ферромагнитные пленки с пространственно модулированной одноосной анизотропией. В дальнейшем было установлено (как экспериментально [4], так и теоретически [5]), что магнитные скирмионы могут существовать в таких материалах в широком диапазоне изменения температур и магнитных полей.

В данной работе изучаются устойчивые состояния магнитных кл-скирмионов, образующихся на колумнарных дефектах типа «потенциальная яма» в одноосных ферромагнитных пленках [5]. Подобные исследования в некиральных магнетиках до сих пор практически не проводились, за исключением работы [6], в которых исследовалось влияние магнитного поля на кл-скирмионы, ($k \in 2,3,4$), возникающие в магнитных нанодисках Fe_3Sn_2 . В качестве модели дефекта рассматривается структурная неоднородность магнетика, в которой материальные параметры $P = \{A, K_u, M_s\}$, изменяются скачком в области дефекта:

$$P = \begin{cases} P_1, & r > R_0 \\ P_2, & r \leq R_0 \end{cases}, \quad (1)$$

где $P_i = \{A_i, K_{ui}, M_{si}\}$ — материальные параметры вне колумнарного дефекта ($i = 1$) и в области дефекта ($i = 2$). Здесь A —обменный параметр, K_u —константа одноосной анизотропии, M_s —намагниченность насыщения.

Численный анализ интегро-дифференциального уравнения Эйлера–Лагранжа, описывающего распределение намагниченности в области дефекта с учетом энергии магнитных неоднородностей [5], позволяет найти распределение намагниченности \mathbf{m} $k\pi$ -скирмионов (рис.1) в области колумнарного дефекта и его характеристики: характерные размеры магнитной неоднородности и ее энергию. Из приведенных расчетов структуры и устойчивости $k\pi$ -скирмионов следует, что они могут существовать как устойчивые образования в магнитоодноосных пленках на колумнарных дефектах типа потенциальная яма. Топология и размеры этих неоднородностей существенно зависят от характеристик дефекта (A_2 , K_{u2} , M_{s2} , R_0) и прежде всего от его радиуса R_0 и глубины потенциальной ямы K_{u2} . Можно отметить, что начальные профили распределения намагниченности (когда угол поворота вектора \mathbf{m} вокруг радиальной оси $(0,r)$ меняется от 0 до π) для всех трех типов $k\pi$ -скирмионов ($k \in 1,3,5$) совпадают друг с другом вне зависимости от R_0 . Исследования показывают, что энергетически более выгоден π -скирмион, а $3\pi, 5\pi$ - скирмионы существуют как метастабильные состояния. При этом нижний порог устойчивости π -скирмионов относительно размеров дефекта начинается с малых ρ_0 ($\rho_0 \geq 1$), 3π -скирмионов- с больших ρ_0 ($\rho_0 \geq 14$), а 5π -скирмионов- со значительно больших ρ_0 ($\rho_0 \geq 25$), где $\rho_0 = R_0/\Delta_0$, $\Delta_0 = \sqrt{A_1/K_{u1}}$.

Согласно расчетам, область устойчивости практически не зависит от величины намагниченности насыщения в области дефекта M_{s2} . В то же время, исследования показывают, что обменный параметр в области дефекта A_2 оказывает большее влияние на границу области устойчивости: при его понижении (по сравнению с A_1) кривая $Q = Q_1(\rho_0)$, характеризующая нижнюю границу области по Q смещается вниз. Такое поведение кривой в зависимости от A_2 объясняется тем, что уменьшение влияния обменного взаимодействия приводит к усилению вклада магнитоэлектростатических полей в общую энергию магнетика, что сказывается на области устойчивости скирмионов.

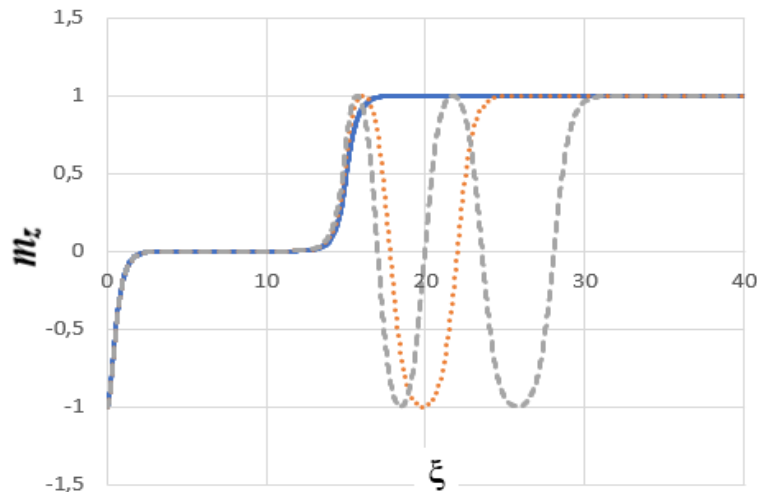


рис. 1. Распределение намагниченности $k\pi$ -скирмионов, в зависимости от приведенной координаты $\xi = r/\Delta_0$ при следующих значениях параметров материала, $K_{u2} = -4K_{u1}$, $L = 15$, $Q = 100$, $A_2 = A_1$, $M_{s2} = M_{s1}$. Здесь сплошная линия соответствует π -скирмиону, точечная линия - 3π -скирмиону, штриховая - 5π -скирмиону.

Список публикаций:

- [1] K. Everschor-Sitte, J. Masell, R.M. Reeve, et al, *J. Appl. Phys.* 124, 240901 (2018);
- [2] S.Muhlbauer, V.Binz, F.Jonetz, A.Neubauer, *Georgii, Science*, 323, 915 (2009).
- [3] Julian Hagemester, Ansgar Siemens, Levente Rózsa, Elena Y. Vedmedenko, and Roland Wiesendanger *Phys. Rev. B* 97, 174436 (2018)
- [4] M. V. Sapozhnikov, S. N. Vdovichev, O. L. Ermolaeva, N. S. Gusev, A. A. Fraerman, S. A. Gusev, Y. V. Petrov, *Appl. Phys. Lett.*, 109, 042406 606 (2016).
- [5] R. M. Vakhitov, R.V. Solonetsky, A. A. Akhmetova, *J. Appl. Phys.*, 128, 000000 (2020)
- [6] Jialiang Jiang, Yaodong Wu, Lingyao Kong, Yihao Wang, Junbo Li, Yimin Xiong, *Jin Tang Acta Materialia*, 215 (2021) 117084

Моделирование микрополоскового СВЧ магнитоэлектрического фазовращателя

Кафаров Руслан Гайдарович

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого

Лобекин Вячеслав Николаевич

evraudx14@gmail.com

Сочетание физических свойств пьезоэлектриков и ферритов позволяет использовать их в различных приборах, одним из которых является фазовращатель. Теоретический расчёт сложных устройств можно заменить компьютерным моделированием, что упрощает разработку рекомендаций по выбору параметров подобных устройств, а также уменьшает необходимость в экспериментальных исследованиях.

Принцип действия фазовращателя основан на микроволновом магнитоэлектрическом эффекте (МЭ), заключающемся в сдвиге линии ферромагнитного резонанса (ФМР) из-за механического взаимодействия ферритовой и пьезоэлектрической компоненты. На диэлектрической подложке из алюмооксидной керамики, $\varepsilon = 9.8$, $tg\delta = 1 \cdot 10^{-4}$, формируется микрополосковая линия передачи с волновым сопротивлением 50 Ом и два шлейфа длиной $\lambda_l/8$ и $3\lambda_l/8$ для создания области круговой поляризации магнитного поля, в которую помещается МЭ резонатор, состоящий из железо-иттриевого граната (ЖИГ) и пластины цирконата титаната свинца (ЦТС) или ниобата титаната магния (НТМ) [1]. Геометрические размеры шлейфов влияют на частоту резонанса устройства f_r и определяются выражением (1):

$$f_r = \frac{\lambda_l}{c} = \frac{\lambda_0}{c\sqrt{\varepsilon_e(f)}} \quad (1)$$

где λ_l – длина волны в линии, c – скорость света, λ_0 – длина волны в свободном пространстве, $\varepsilon_e(f)$ – эффективная диэлектрическая проницаемость с учётом частотной дисперсии.

Волновое сопротивление является функцией от частоты, благодаря чему имеется гибкость в выборе частоты резонанса устройства и волнового сопротивления на частоте фазового сдвига для лучшего согласования.

Для получения фазового сдвига к пьезоэлектрику прикладывается внешнее электрическое поле, но в Ansys HFSS отсутствует возможность расчёта механических деформаций, поэтому сдвиг резонансного поля ЖИГ назначается вручную в соответствии с теорией или экспериментом согласно выражению $\delta H = AE$. На практике для композита ЖИГ-ЦТС сдвиг составляет около 2–4 МГц/кВ·см или 0.1–0.2 Э·см/кВ при ширине линии ФМР ΔH 1–2 Э [2]. На (Рис. 1) представлена компьютерная модель фазовращателя.

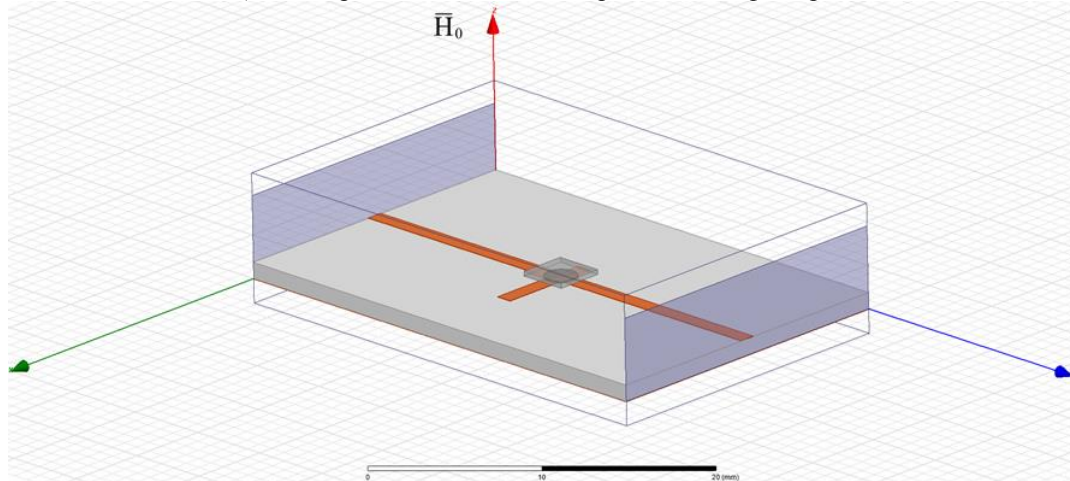


рис. 1. Модель фазовращателя с МЭ резонатором ЖИГ/ЦТС, подмагничивающее поле $\overline{H_0} = 2900$ Э направлено вдоль оси OZ, резонанс устройства на частоте 6.55 ГГц.

При моделировании использовался монокристаллический ЖИГ с шириной линии ФМР 3 Э и намагниченностью насыщения 1750 Гс. Диаметр диска ЖИГ 1 мм, толщина 0.1 мм. Стороны ЦТС 3 мм, толщина 0.3 мм. В результате моделирования был получен график зависимости сдвига фазы от сдвига линии ФМР на 2 Э в формате $S_{2,1}(\varphi, f)$ (Рис. 2), что соответствует приложению к ЦТС электрического поля $E \sim 10$ кВ/см.

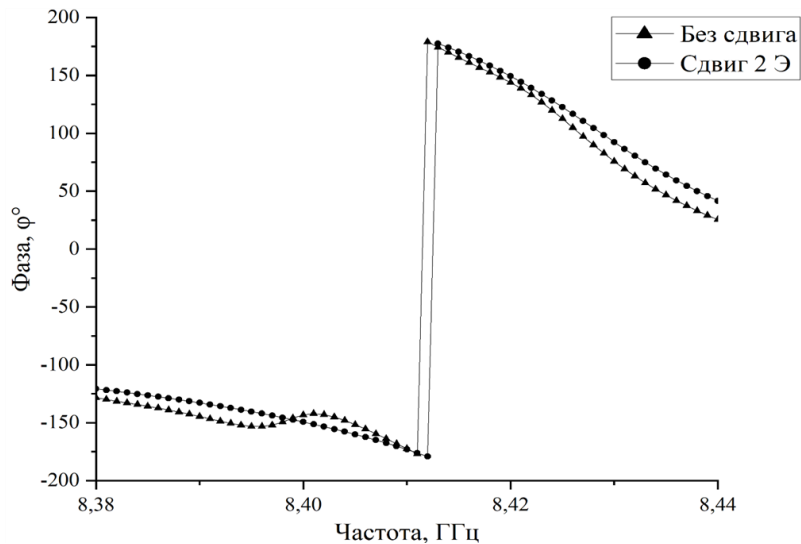


рис.2. Значения фазы волны до и после сдвига линии ФМР на 40 МГц, потери в фазовращателе составляют 4-5 дБ, сдвиг фазы на частоте 8.43 ГГц составил ~16°.

В ходе работы проведено компьютерное моделирование фазовращателя на МЭ эффекте. Можно сделать вывод, что на величину сдвига фазы влияют ширина и сдвиг линии ФМР и размеры ЖИГ. Полученный сдвиг фазы оказался небольшим из-за малого сдвига линии ФМР. Компьютерное моделирование позволяет подобрать нужные параметры таких устройств без реального эксперимента.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 22-29-00950.

Список публикаций:

- [1] Бичурин М.И., Петров Р.В., Татаренко А.С. МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВЧ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ФАР // *Современные проблемы науки и образования*. – 2011. – № 4.
 [2] Никитин А.О. Симуляция магнитоэлектрической структуры в СВЧ диапазоне // *Вестн. Новг. гос. ун-та. Сер.: Технические науки*. 2018. № 3 (109). С.27–31. Библиогр. 11 назв.

Система измерения постоянных токов на основе тороидальной магнитоэлектрической структуры

Марков Иван Юрьевич

Ивашева Елена Евгеньевна

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого

Бичурин Мирза Имамович, д.ф.-м.н.

ivanmarckov02@mail.ru

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в магнитоэлектрических структурах может быть использован при проектировании различных устройств для измерения физических величин [1]. МЭ структуры прямоугольной, квадратной или дисковой геометрии подходят только для измерения магнитных полей фиксированного направления. Для измерения тока, текущего по проводнику, идеально подходит замкнутая тороидальная структура. Данная структура открывает широкие возможности для проектирования различных магнитоэлектрических систем, например, бесконтактных датчиков больших постоянных токов с беспроводной передачей данных.

Были проведены эксперименты с пятью тороидальными структурами, отличающиеся только количеством склеенных слоев Метгласа (аморфный магнитомягкий сплав АМАГ225, ПАО «Мстатор», Россия). В качестве пьезоэлектрической фазы использовалось пьезокерамическое кольцо ЦТС-19 с поперечной поляризацией и толщиной 1 мм. Образцы имеют одинаковые ширину стенки 2,5 мм и средний диаметр 5,5 мм. МЭ структуры получались путем склеивания с помощью клея БФ-2 от одного до пяти магнитоэлектрических слоев Метгласа (толщина одного слоя 20 мкм) как сверху, так и снизу кольца ЦТС-19 для создания симметричной структуры. Выводы для снятия выходного напряжения были припаяны на магнитоэлектрическую фазу с двух сторон. Вдоль структуры была намотана медная катушка индуктивности.

Исследование проводилось с помощью синхронного усилителя MFLI Lock-in Amplifier (Zurich Instruments), который включает в себя генератор сигналов и осциллограф для снятия выходного сигнала, и

источник питания АКТАКОМ APS-3203. Принцип эксперимента состоит в следующем: на катушку индуктивности подается синусоидальный сигнал с усилителя, в результате чего возбуждается переменное магнитное поле. Через отверстие тороидальной структуры пропускают прямолинейный проводник с током, подключенный к источнику питания. Вокруг проводника возникает постоянное магнитное поле. В результате воздействия переменного и постоянного магнитных полей на структуру возникает прямой МЭ эффект и на выводах образца индуцируется электрический сигнал, который снимается с помощью осциллографа.

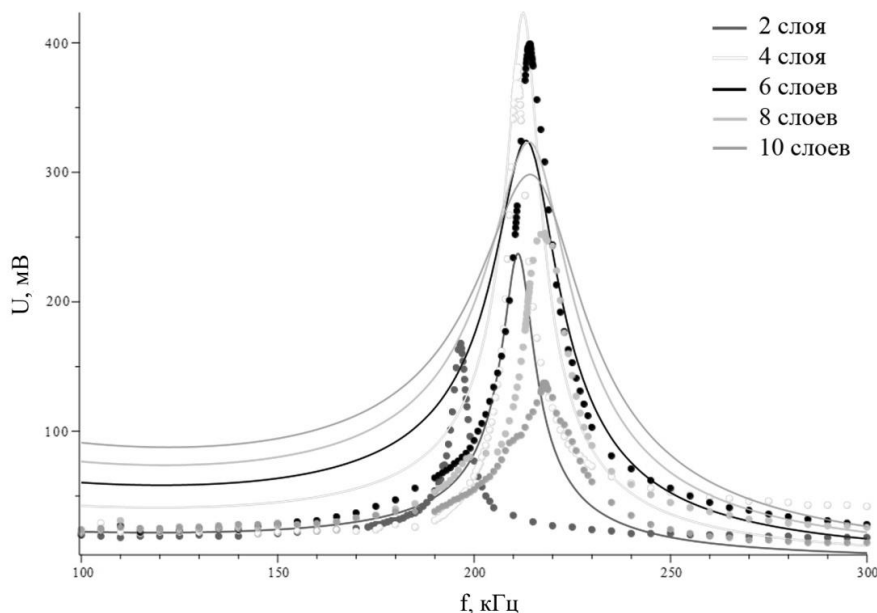


рис.1. Зависимость выходного напряжения от частоты подаваемого переменного сигнала

На (рис.1) представлены полученные экспериментальные (обозначены точками) и теоретические (обозначены сплошными линиями) зависимости выходного напряжения от частоты для образцов с разным количеством слоев Метгласа при силе тока 1 А в проводнике. Данное исследование показывает, что резонансной частотой можно управлять, изменяя объемную долю магнитострикционного материала в композитной структуре. Максимальное выходное напряжение наблюдается при трех слоях Метгласа как сверху, так и снизу кольца ЦТС-19.

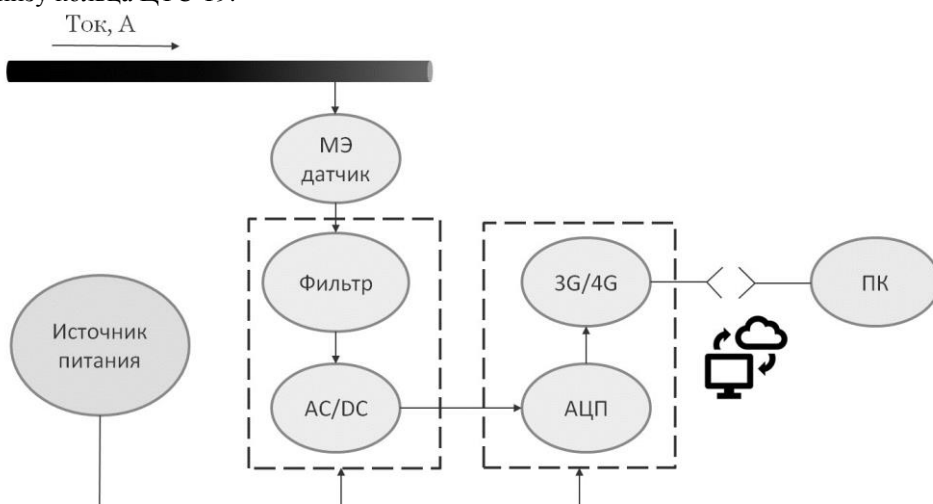


рис.2. Структурная схема бесконтактной МЭ системы измерения токов

Благодаря замкнутой геометрии тороидальной структуры появляется возможность измерять большие токи с малой относительной погрешностью, поэтому исследование данных структур позволит в будущем использовать их в качестве МЭ датчика тока при реализации бесконтактной системы измерения малых и больших постоянных токов на основе МЭ эффекта. Предлагаемая структурная схема такой системы изображена на (рис. 2).

В результате проведенного экспериментального исследования было выявлено оптимальное количество слоев Метгласа, при котором выходное напряжение достигает максимального значения. Планируется исследовать тороидальные структуры с использованием никель-цинковых ферритов вместо тонкослойного Метгласа с целью увеличения МЭ эффекта и реализовать макет бесконтактной МЭ системы измерения токов.

Список публикаций:

[1] Бичурин М.И., Петров Р.В., Соловьев И.Н., Соловьев А.Н. Исследование магнитоэлектрических сенсоров на основе пьезокерамики ЦТС и Метгласа // *Современные проблемы науки и образования* – 2012. - №1

Поведение 0° градусных доменных границ в магнитоодноосных пленках с флексомагнитоэлектрическим эффектом во внешнем магнитном поле

Низямова Алина Рамилевна

Вахитов Роберт Миннисламович, Солонецкий Ростислав Владимирович

Уфимский университет науки и технологий

Вахитов Роберт Миннисламович

alya.nizyamova.96@mail.ru

В настоящее исследование магнитоэлектрических явлений в магнитных материалах вызывают повышенный интерес, что связано с возможностью их применения при создании различных устройств спинтроники с низким энергопотреблением [1]. Одним из таких эффектов, привлекший внимание многих исследователей, стало обнаруженное в пленках ферритов-гранатов явление смещения доменных границ (ДГ) под действием неоднородного электрического поля [2] (флексомагнитоэлектрический эффект (ФЭ) [1]). Последовавшие за ним исследования этого эффекта выявили новые аспекты его проявления и, в частности, было установлено, что на ФЭ существенное влияние оказывает магнитное поле, которое при определенных условиях может привести к его усилению [3,4]. В данной работе теоретически изучается влияние магнитного поля на микромагнитные структуры типа 0° -градусных ДГ в одноосных пленках с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием, плотность энергии ε которой берется в виде [3]

$$\varepsilon = M_s^2 \mathcal{E} (b_1 m \operatorname{div} m + b_2 (\mathbf{m} \times \operatorname{rot} m)),$$

где b_1, b_2 - магнитоэлектрические постоянные, M_s - намагниченность насыщения, \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности, \mathcal{E} – электрическое поле ($\mathcal{E} \parallel Oz$). Кроме того в энергии изучаемого магнетика E учитываются обменное взаимодействие (характеризуемое обменным параметром A), одноосная анизотропия (K_u), зеемановское взаимодействие ($\varepsilon_H = -M_s \mathbf{m} \mathbf{H}$, \mathbf{H} – внешнее магнитное поле) и размагничивающие поля в винтеревском приближении [3].

Анализ уравнений Эйлера-Лагранжа, соответствующих энергии E , показывает, что их решениями в отсутствие магнитного поля являются не только 180° ДГ, но 0° ДГ с квазиблоховской структурой и 0° ДГ неелевского типа [4], причем возможность существования 0° ДГ первого типа носит пороговый характер, т.к. он возникает при значении электрического поля, превышающего некоторое критическое: $\mathcal{E} > \mathcal{E}_n$. При этом второй тип 0° ДГ может зарождаться в любом поле $\mathcal{E} > 0$, но только в неоднородном электрическом поле. Согласно расчетам в обоих случаях в окрестности ДГ индуцируются связанные заряды (поляризация), однако в первом случае их интегральная величина N (суммарный заряд стенки) отлична от нуля, а во втором случае – равна нулю ($N=0$), т.к. имеет место взаимная экранировка зарядов. Наличие магнитного поля приводит к тому, что для каждого типа микромагнитных структур всегда существует такое направление поля \mathbf{H} , при котором возрастает интегральная величина поляризации стенки. Последнее означает усиление проявления флексомагнитоэлектрического эффекта в исследуемом магнетике.

Наиболее существенное (многократное) усиление эффекта будет иметь место при действии на 180° ДГ электрических и магнитных полей в следующей геометрии: $\mathcal{E} \parallel Oz$, $\mathbf{H} \parallel Oy$, причем наибольший эффект усиления можно достичь уже в малых полях. Это согласуется с экспериментальными данными [5,6], из которых следует, что наибольшее смещение ДГ в неоднородном электрическом поле происходит при действии магнитного поля, перпендикулярного плоскости стенки. В случае 0° ДГ квазиблоховского типа такой эффект можно достичь в слабых магнитных полях, направленных вдоль Oz . Однако при этом значение электрического поля должно быть не малым: $\lambda > 1,5$, где $\lambda = \mathcal{E} / \mathcal{E}_0$, $\mathcal{E}_0 = 2\sqrt{AK_u} / M_s^2 b$ – характерная величина электрического поля. В обоих случаях эффект увеличения значения интегральной поляризации N достигается за счет возрастания величины угла выхода вектора намагниченности из плоскости ДГ.

Если внешнее магнитное поле с $\mathbf{H} \parallel Ox$ действует на 0° ДГ неелевского типа, то тогда также возникает флексомагнитоэлектрический эффект ($N \neq 0$), достаточный для его наблюдения в экспериментальных условиях.

Однако такое можно достичь лишь в больших электрических ($\lambda \sim 1,5-2$) и магнитных ($h \sim 1-1,5$) полях. Здесь $h = H/H_u$, $H_u = 2K_u/M_s$ – поле одноосной анизотропии. Механизм возникновения интегральной поляризации в данном случае более сложный, т.к. в него вносят вклады парциальных частей НМЭВ, содержащих как *divm*, так и *rotm*. Очевидно, на первую часть НМЭВ влияет трансформации в структуре неелевской 0° ДГ, вызванные действием плоскостного магнитного поля (точнее, изменения в зависимости $\varphi = \varphi(\xi)$), а на вторую часть – отклонения магнитных моментов от плоскости yOz под действием приложенного поля, что обуславливает появление зависимости $\theta = \theta(\xi)$ (в отсутствии поля $\theta = 0$). Следует отметить, что действием магнитного поля на 0° ДГ квазиблоховского типа можно изменить критическое поле зарождения \mathcal{E}_n , в ту или иную сторону. Более того, переключением ориентации магнитного поля на противоположное можно достичь того, чтобы отсутствовал порог зарождения такого типа 0° ДГ, т.е. $\mathcal{E}_n = 0$. Эти и другие полученные результаты позволяют утверждать, что внешним магнитным полем можно эффективно регулировать процессами зарождения и трансформацией микромагнитных структур в магнитоодноосных пленках в неоднородном электрическом поле, а также влиять на характер проявления флексомагнитоэлектрического эффекта в них.

Работа выполнена при финансовой поддержки Государственного задания на выполнение научных исследований лабораториями (Приказ МН- 8/1356 от 20.09.2021)

Список публикаций:

- [1]. А.П. Пятаков, А.К. Звездин, УФН, 182, 593-620 (2012)
 [2] Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V., Nikolaeva E.P., Pyatakov A.P., Zvezdin A.K. *App. Phys. Lett.*, 93, 182510, (2008)
 [3] А.П. Пятаков, А.С.Сержеев, Е.П. Николаева, Т.Б. Косых, А.В.Николаев, А.К. Звездин, УФН 185, 10 (2015)
 [4] F.A.Maksutova, R.V.Solonetsky, R.M.Vakhitov, A.P.Pyatakov *EPL* 129, 27004 (2020).
 [5]. R. M. Vakhitov, R. V. Solonetsky, V. R. Gurjanova, A. R. Nizhatova, D. A. Sechin, T. T. Gareev, A. P. Pyatakov, *Phys. Rev.*, B 104, 144407 (2021)
 [6]. Р. М. Вахитов, Р. В. Солонецкий, А. Р. Низямова, ФММ, 124, 1 (2023)

Неустойчивость двумерной капли магнитной жидкости в магнитном поле

Орехова Светлана Михайловна

Закинян Артур Робертович, Закинян Анастасия Александровна

Северо-Кавказский федеральный университет

Закинян Артур Робертович

smorekhova@ncfu.ru

Возможность контролировать динамику капель смешивающихся жидкостей имеет большое значение для таких отраслей промышленности, как химическая промышленность и микрофлюидика. Использование магнитной жидкости в качестве дисперсной фазы позволяет управлять этими процессами с помощью магнитного поля.

Для изучения неустойчивостей, возникающих в данной системе под воздействием магнитного поля, была проведена серия экспериментов с каплями ферромагнитной жидкости в жидкой немагнитной среде. Использовались различные жидкости в качестве внешней среды: керосин, авиационное масло, ПАВ.

Методика исследования заключалась в следующем. Горизонтально расположенную ячейку Хеле-Шоу, с расстоянием между плоскостями 0,2 мм, заполняли жидкостью, служившей дисперсной средой, затем вводили каплю магнитной жидкости и включали источник тока, питающий катушки, магнитное поле которых лежало в плоскости ячейки. Изучалось влияние магнитного поля на характер и форму возникающих неустойчивостей в системе. Также было исследовано влияние массы капли на протекающие процессы.

Выявлено, что формирование формы и структуры капли зависит от величины магнитного поля. Это связано с тем, что неустойчивость развивается в части границы диффузии капель, перпендикулярной магнитному полю. Обнаружено, что конечная длина волны неустойчивости уменьшается с увеличением магнитного поля. В связи с этим возникает разнообразие форм капель в зависимости от величины магнитного поля.

Также природа внешней среды влияет на структуру возникающих неустойчивостей. В керосине граница капли имеет большее количество пиков, чем в масле. В системе, где в качестве внешней среды использовался ПАВ наблюдалось образование гораздо меньшего числа пиков, чем в других системах. Это происходит из-за того, что основой используемой магнитной жидкости являлся керосин, который не имеет межфазного натяжения на границе с керосином, на границе с маслом же действует межфазное натяжение, тогда как на границе с ПАВ оно действует сильнее.

Во всех вариантах данной системы форма диффузионной границы капли меняется со временем: в слабом магнитном поле ($\sim 0,5$ кА/м) капля очень медленно удлиняется, растягиваясь вдоль поля. В случае внешней среды керосина и масла в полях порядка 5 – 7 кА/м на границе сначала появляется множество очень маленьких пиков, затем они сливаются и образуют два больших пика с выраженными неустойчивостями по краям. В ситуации, когда внешней средой являлся ПАВ, в данных полях капля также растягивалась вдоль поля, без образования неустойчивостей по краям, из-за наличия сильного межфазного натяжения. В полях порядка 10 – 30 кА/м средняя часть капли остается практически неизменной, а увеличение происходит только за счет вершин капли, которые быстро удлиняются, данные процессы приблизительно одинаковы для всех используемых в эксперименте дисперсных сред. В сильном магнитном поле (~ 90 кА/м) коротковолновые возмущения развиваются достаточно быстро. Поэтому на вершинах капли появляются многочисленные пики, и удлинение капли вдоль магнитного поля становится хаотичным, в системе, где внешней средой являлся ПАВ, происходила фрагментация капли и отрыв образовавшихся пиков в отдельные капли. Масса капли также оказывает влияние на скорость развития пиков, образующих неустойчивость. Обнаружено, что в крупных каплях процессы протекают быстрее, чем в более мелких на соответствующих значениях величины магнитного поля.

На основе проведенных исследований можно сделать вывод о том, что имеет место возможность управления закономерностями проявления неустойчивости капель магнитной жидкости в различных средах при помощи магнитного поля.

Исследование колебаний доменных границ в кристаллах ферритов-гранатов

Рогозникова Наталья Сергеевна

Памятных Лидия Алексеевна, Мехоношин Дмитрий Сергеевич

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

Мехоношин Дмитрий Сергеевич

nataschaniga@mail.ru

Работа посвящена установлению закономерностей колебаний доменных границ (ДГ) в переменном магнитном поле в монокристаллах ферритов-гранатов с разным характером магнитной анизотропии.

Исследование колебаний ДГ проведено на двух образцах – пластинах-(111) феррита-граната $(\text{TbErGd})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ с полосовой доменной структурой (ДС) с разным типом магнитной анизотропии (образец №1 – одноосный, образец №2 – многоосный) в интервале температур 300 – 77 К, включающем температуру магнитной компенсации (табл.1). Динамическая ДС наблюдалась с помощью магнитооптического эффекта Фарадея в режиме контраста ДГ с помощью стробоскопической методики и фиксировалась на высокоскоростную камеру. Экспериментальные видеоролики обрабатывались с помощью специальной компьютерной программы. Низкочастотное переменное магнитное поле $H(t) = H_0 \sin 2\pi ft$ прикладывалось перпендикулярно плоскости пластин.

Таблица 1 – *Параметры образцов: L – ширина образца; K_1 и K_u – константы кубической и одноосной магнитной анизотропии; T_k – температуру магнитной компенсации*

№	Состав	Ориентация	L, мкм	K_1 , эрг/см ³	K_u , эрг/см ³	T_k , К
1	$(\text{TbErGd})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$	(111)	50	$-3,2 \cdot 10^3$	$3,8 \cdot 10^3$	200
2	$(\text{TbErGd})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$	(111)	73	$-3,4 \cdot 10^3$	$5,5 \cdot 10^3$	200

Экспериментальные зависимости амплитуды колебаний ДГ от амплитуды переменного поля $A(H_0)$ сопоставлены с теоретическими, полученными по работе [1]. Введены величины: $D = d_1 + d_2$ – период полосовой ДС, $d_1 = \frac{D}{2} + 2A$, $d_2 = \frac{D}{2} - 2A$ – ширины двух соседних доменов, M_z – проекция намагниченности насыщения на ось z, θ – угол между намагниченностью и плоскостью образца и получена зависимость:

$$\frac{d_1}{d_2} = \frac{4\pi M_z \sin \theta - H_0}{4\pi M_z \sin \theta + H_0} \quad (1)$$

Проанализировав, как изменяются ширина доменов при колебаниях, получили формулу для нахождения амплитуды колебаний ДГ (2).

$$A = \frac{1}{4} (d_1 + d_2) \frac{1 - \frac{d_1}{d_2}}{1 + \frac{d_1}{d_2}} \quad (2)$$

Проведено сопоставление экспериментальных зависимостей $A(H_0)$ при разных температурах с полученными теоретическими по [1]. На рис. 1a, 1b, 1c теоретические зависимости $A(H_0)$ даны в виде сплошных линий.

Для одноосного образца в поле с частотой $f = 400\text{Гц}$ при температуре $T = 300\text{К}$ зависимости $A(H_0)$ являются линейными и хорошо согласуются с теоретическими (рис.1a). В поле с частотой $f = 120\text{Гц}$ при фиксированной температуре, при амплитуде $H_0 > 10\Theta$ ДГ отклонялись от положения равновесия, при увеличении H_0 амплитуда колебаний возрастала практически линейно. Зависимости колебаний ДГ при $T > T_k$ хорошо согласуются с теоретическими (рис.1b) (при этом угол выхода намагниченности из плоскости образца составляет $\theta \approx 19,5^\circ$). При $T < T_k$ экспериментальные и теоретические зависимости $A(H_0)$ согласуются при условии, что угол выхода намагниченности из плоскости образца составляет $\theta \approx 5^\circ$ (рис.1c).

Таким образом в работе на примере пластин ферритов-гранатов с разным типом магнитной анизотропии показано, что экспериментальные зависимости амплитуды колебаний ДГ от амплитуды переменного магнитного поля согласуются с теоретически ожидаемыми.

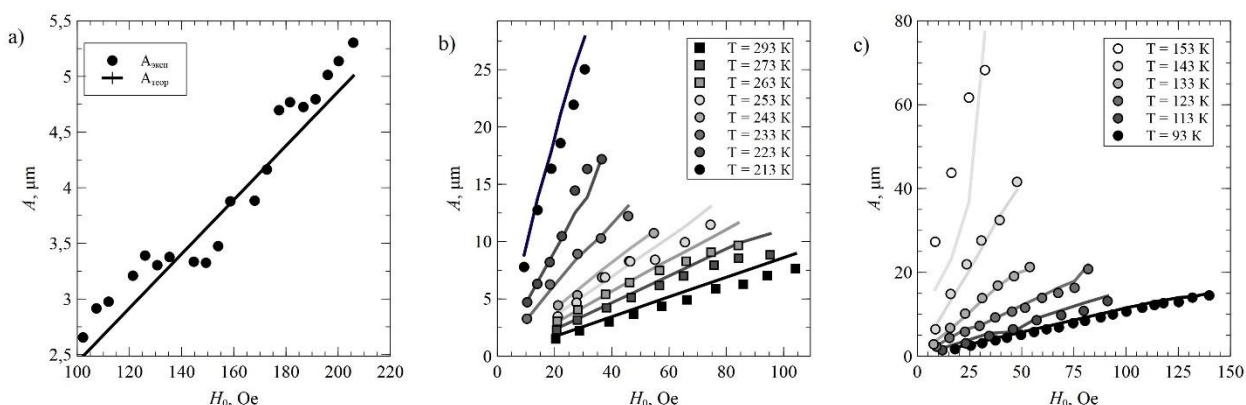


рис.1. Зависимость амплитуды колебаний ДГ от амплитуды переменного поля а) одноосный образец с температурой компенсации $T_k=200\text{К}$ (образец №1); б) многоосный образец с температурой компенсации $T_k=200\text{К}$ при $T > T_k$ (образец №2); в) многоосный образец с температурой компенсации $T_k=200\text{К}$ при $T < T_k$ (образец №2)

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FEUZ-2023-0020).

Список публикаций:

[1] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов В мире магнитных доменов. - Наукова думка, 1986.

Магнитная структура $\text{LiNi}_{0.1}\text{Co}_{0.9}\text{PO}_4$

Ромашко Полина Евгеньевна

Институт естественных наук и математики УрФУ

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Сёмкин Михаил Александрович, к.ф.-м.н.

polina.romashko.2014@mail.ru

Литиевые ортофосфаты LiMPO_4 , где $M = (\text{Ni}, \text{Co})$ относятся к классу магнитоэлектрических материалов. Количество данных о структурных и магнитных свойствах соединений недопированных LiMPO_4 значительно превышает количество публикаций для допированных соединений $\text{LiNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{PO}_4$ ($0 \leq x \leq 1$), в которых 3d-ионы одного сорта замещаются 3d-ионами другого сорта. Для того чтобы оценить их магнитоэлектрические свойства нужно одновременно изучить кристаллическую структуру и магнитное состояние в зависимости от замещающих элементов [1]. С этой целью нами были проведены нейтронографические исследования на станции нейтронной порошковой дифракции ДИСК на длине волны нейтронов $\lambda = 2.43805 \text{ \AA}$ (двойной монокроматор на основе меди) с использованием криостата замкнутого цикла в интервале температур от 10 К до 300 К. Основное магнитное состояние соединений $\text{LiNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{PO}_4$ характеризуется антиферромагнитным упорядочением ионов 3d-переходного металла при температурах ниже 22 К и ориентацией магнитных моментов вдоль оси c , величиной магнитного момента $2.2 \mu_B$ – для состава $x = 0$, и вдоль оси b и $3.5 \mu_B$ – для $x = 1$ [2].

Кристаллическая структура $\text{LiNi}_{0.1}\text{Co}_{0.9}\text{PO}_4$ описывается пространственной группой $Pnma$ (№ 62). Упорядоченные в орторомбическую симметрию, ионы Li^+ и M^{2+} занимают октаэдрические позиции, ионы P^{5+} – тетраэдрические. Температурные зависимости магнитного момента на ионе 3d переходного металла, хорошо описываются в рамках 2D модели Изинга (формула 1), с параметром порядка $\beta \approx 0.21$, см. рис. 1. Значение температуры Нееля (T_N) используемой в рамках 2D модели Изинга было определено из температурных зависимостей производных магнитной восприимчивости $T_N = 20.7$ К, 21.8 К для $x = 0.9$ и 1, соответственно. При температуре 10 К величина суммарного магнитного момента на ионе 3d переходного металла в $\text{LiNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{PO}_4$ для $x = 0.9$ и 1 не превышает 3.5 μ_B . Ионы Ni^{2+} и Co^{2+} в $\text{LiNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{PO}_4$ соединениях находятся в высокоспиновом состоянии, что дополнительно подтверждено, сопоставимой величиной длин связей (3d-ион – кислород) из эксперимента $d(\text{Co-O}) = 2.159(5)$ Å с учетом октаэдрических искажений и расчета по Шеннону $\langle \text{Co-O} \rangle = 2.145$ Å.

$$\mu_{2D} = \mu_0 \left(1 - \frac{T}{T_N}\right)^\beta \quad (1)$$

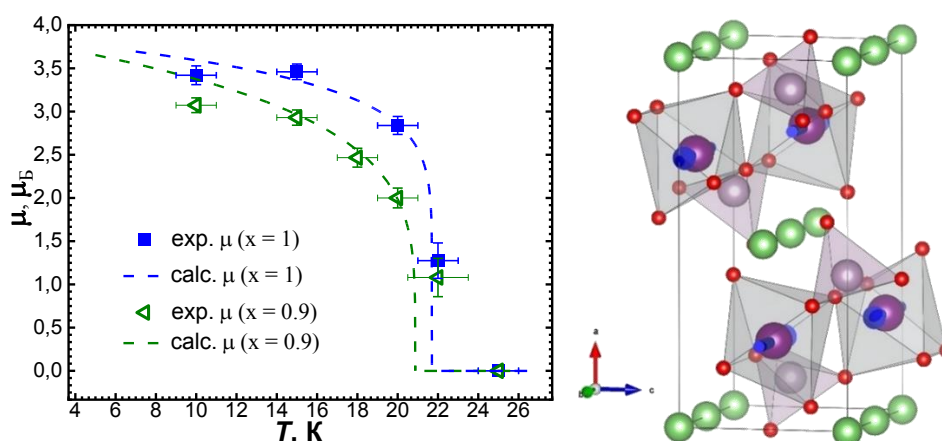


рис.1. (Слева) Температурные зависимости магнитного момента на 3d ионе в $\text{LiNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{PO}_4$ для $x = 0.9, 1$, точки – уточненные значения из расчета нейтронограмм, линии – расчетные кривые в рамках 2D модели. (Справа) Модель их магнитной структуры с антиферромагнитным упорядочением 3d ионов вдоль оси b .

Выражаем благодарность за помощь в проведении нейтронографического эксперимента Дюжевой Е.В. (НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва). Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания МИНОБНАУКИ России (шифр «Поток» Г.р. № 122021000031-8).

Список публикаций:

- [1] Urusova, N. V., Semkin, M. A., Hoser, A., & Pirogov, A. N. (2022). Features of Ni/Co Ordering in the $\text{LiNi}_{1-x}\text{Co}_x\text{PO}_4$ ($x = 0.3, 0.5, 0.7$) Crystal Structure. *Journal of Surface Investigation*, 16(5), 847-853. <https://doi.org/10.1134/S1027451022050408>
- [2] Semkin, M. A., Urusova, N. V., Hoser, A., Neznakhin, D. S., & Pirogov, A. N. (2022). Models of Ni- and Co-ion occupation in $\text{LiNi}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{PO}_4$ orthophosphate and its magnetic structure. *Journal of Physics Condensed Matter*, 34(16), [165801]. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/ac51ff>

Особенности эффекта обменного смещения в пленках типа CrMn/FeNi

Северова Светлана Владимировна

Фещенко Анастасия Александровна, Москалев Михаил Евгеньевич, Горьковенко Александр Николаевич,
Васьковский Владимир Олегович

Уральский федеральный университет имени первого президента России Б.Н. Ельцина

Васьковский Владимир Олегович
severova.sveta.severova@yandex.ru

В современной физике магнитных материалов исследование тонкопленочных сред является актуальным научно-техническим направлением, благодаря широкому спектру возможностей их применения, в том числе в устройствах спинтроники, магнитной сенсорики и высокоплотной записи информации [1]. В частности, значительный интерес представляют слоистые пленочные структуры типа антиферромагнетик/ферромагнетик с эффектом обменного смещения, который заключается в сдвиге петли гистерезиса ферромагнитного слоя вдоль оси магнитных полей. Антиферромагнитной составляющей в таких материалах могут выступать сплавы Ir-Mn и

Pt-Mn, обладающие достаточно высокими функциональными свойствами. В то же время стоит задача поиска альтернативных вариантов, которые содержали бы менее дорогостоящие и редкие компоненты. Одним из возможных её решений является бинарный сплав Cr-Mn [2], в котором наблюдается высокотемпературный антиферромагнетизм. Однако реализация потенциала данного сплава в плёночном состоянии требует специального исследования, которому посвящена данная работа.

Образцы для исследования представляли собой многослойные плёнки Ta(5нм)/Cr_{100-x}Mn_x(L)/Fe₂₀Ni₈₀(10нм)/Ta(5нм) и были получены методом магнетронного распыления на покровных стёклах Corning. В ходе эксперимента варьировались состав слоя Cr_xMn_{100-x} (0 ≤ x ≤ 100), его толщина L (20-100 нм), температура подложки T_s (100-500°C), а также были выполнены измерения гистерезисных свойств выбранных плёнок в интервале T от 5 до 300 К. Аттестация структурного состояния плёнок проведена на рентгеновском дифрактометре Pananalytical. Для измерений магнитных свойств использовались измерительный комплекс PPMS DynaCool, СКВИД-магнитометр MPMS XL7 и Керр-магнитометр EvicoMagnetics.

В результате проведённых экспериментов были получены зависимости поля обменного смещения петель гистерезиса слоя Fe₂₀Ni₈₀ от указанных выше параметров (рис.1 а-г). Их анализ позволил заключить, что на системе Cr-Mn можно реализовать обменное смещение при температурах, превышающих комнатную. Установлены интервалы составов и толщин, при которых имеет место указанное явление. В то же время сделано заключение о низкой магнитной анизотропии антиферромагнитного слоя, ограничивающей величины поля обменного смещения и температуры блокировки. Обсуждаются возможные пути повышения данных функциональных параметров, в том числе за счёт увеличения среднего размера кристаллитов в слое Cr-Mn.

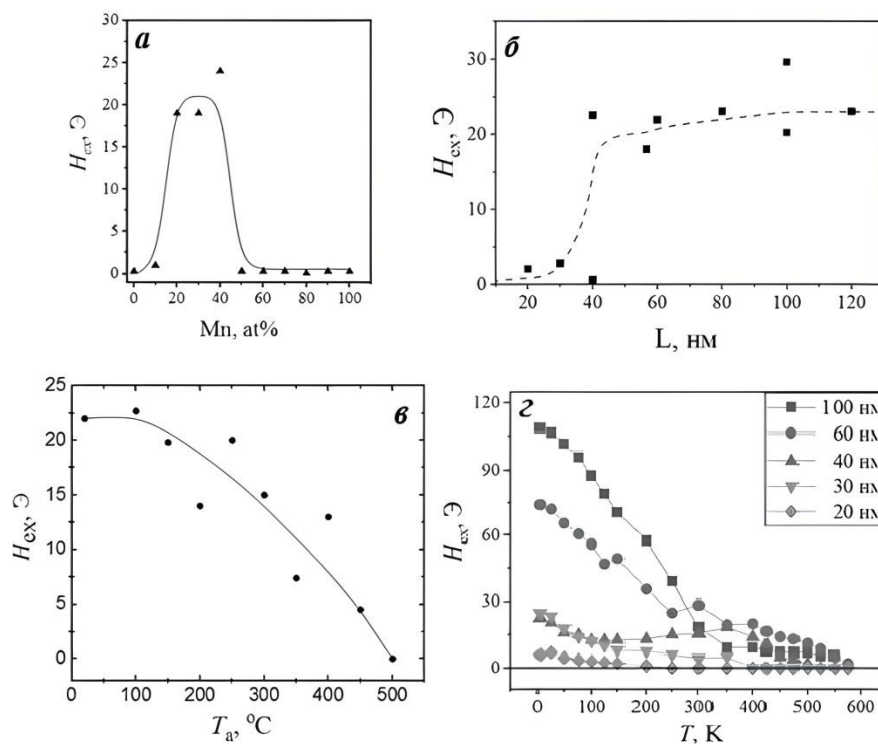


рис.1 Зависимости поля обменного смещения в плёнках типа Cr_{100-x}Mn_x/Fe₂₀Ni₈₀ от: а – концентрации Mn в слое Cr-Mn; б – толщин слоя Cr-Mn; в – температуры подложки; г – температуры измерений

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ, проект №22-22-00814

Список публикаций:

- [1] O'Grady K. et al. Anisotropy in antiferromagnets //Journal of Applied Physics. – 2020 – Vol. 128 – No. 4 – P. 40901
 [2] Feng W. et al. Structural and magnetic phase diagrams of epitaxial Cr-Mn alloy thin films //Journal of Applied Physics. – 2010 – Vol. 108 – No. 7 – P. 73915

Влияние термомагнитной обработки на свойства магнитомягких сплавов Fe-Ge

Тимофеева Анастасия Владимировна

Лукишина Вера Анатольевна, Ершов Николай Владимирович, Горностырев Юрий Николаевич
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения РАН
timofeeva_av@imp.uran.ru

Для улучшения мягких магнитных свойств сплавов Fe-Si и Fe-Al, которые широко используются в качестве основных материалов для изготовления сердечников дросселей, трансформаторов, для наведения магнитной анизотропии применяется термомагнитная (ТМО) или термомеханическая (ТМехО) обработка [1–3]. Сплавы типа Fe-X (X = Si, Al, Ga, Ge) интересны тем, что помимо наведенной магнитной анизотропии в них наблюдается большая (Fe-Al) [4] и гигантская магнитострикция (Fe-Ga, Fe-Ge) [5,6]. Результаты исследований концентрационной зависимости эффективности ТМО и ТМехО для сплавов с кремнием и алюминием приведены в многочисленных публикациях второй половины XX века. В случае, когда X = Ga, показано, что с увеличением содержания галлия имеет место значительный рост эффективности ТМО, которая достигает своего максимума при 15–18 ат.% Ga, после чего уменьшается [7]. В докладе приводятся результаты аналогичных исследований при X = Ge для ТМО в постоянном и переменном магнитных полях.

Диски Fe-Ge 3–22 ат.% с шагом 2–3 ат.% проходили гомогенизирующий (950°C/30 ч) и рафинирующий (1050°C/4 ч) отжиги, далее из таких дисков вырезались кольца. Состояние образцов после таких обработок было принято за исходное. Дополнительно кольцевые образцы проходили ТМО при 450°C в постоянном или знакопеременном поле 30 Э. Исследование петель магнитного гистерезиса как в исходном состоянии, так и после ТМО проводилось с помощью установки на основе микроберметра Ф190 (рис. 1а). В результате определения значений магнитных характеристик (коэрцитивная сила H_c и остаточная намагниченность B_r) и их относительных изменений ΔH_c и ΔB_r были построены графики зависимостей этих изменений (рис. 1б, в).

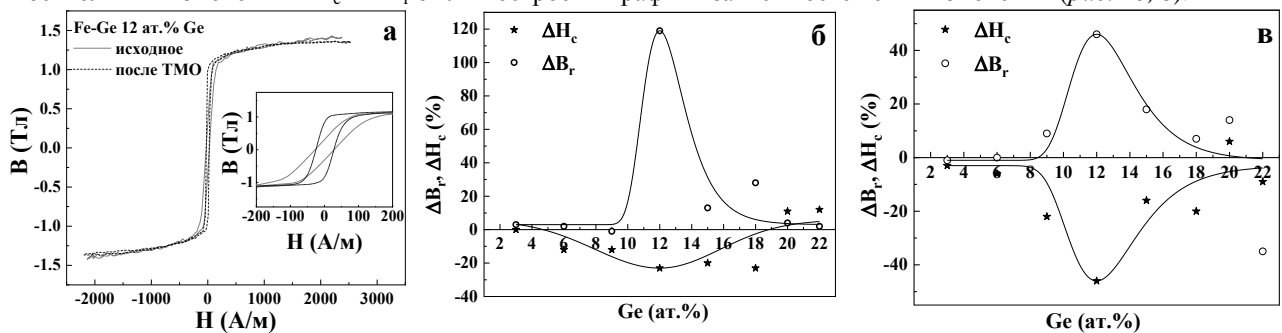


рис.1. Петли гистерезиса до и после ТМО в постоянном поле, на вставке та же петля гистерезиса в диапазоне полей от –200 до 200 А/м (а). Относительные изменения магнитных параметров (ΔH_c и ΔB_r) после ТМО в постоянном (б) и переменном (в) магнитных полях

Как и в случае сплава Fe-Ga [7], концентрационная зависимость эффективности ТМО образцов Fe-Ge в постоянном и знакопеременном полях имела куполообразную зависимость. Такой характер зависимости эффективности ТМО в сплавах Fe-X от содержания элемента X объясняется тем, что в области неупорядоченного твердого раствора или A2-фазы по мере увеличения концентрации появляется и растет доля кластеров B2-фазы, объемное анизотропное распределение которых формируется при отжиге во внешнем поле и после охлаждения обеспечивает анизотропию магнитных свойств [8]. После пересечения границы двухфазной области появляются области D0₃-фазы, которые довольно быстро увеличиваются в размере и объеме, поглощают B2-кластеры и тем самым подавляют эффект ТМО – наведенную магнитную анизотропию [9, 10]. Наблюдаемая эффективность ТМО начинает снижаться. Наибольший эффект ТМО и в постоянном, и в знакопеременном полях наблюдался при 12 ат.% германия.

Список публикаций:

- [1] Sugihara M. // J. Phys. Soc. Jpn. // 1969. V. 15. N. 7. P. 1456.
- [2] Старцева И. Е., Шулика В. В., Шур Я. С. // Изв АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39. № 7. С. 1389.
- [3] Старцева И. Е., Шулика В. В., Дмитриева Н. В., Лукишина В. А. // ФММ. 1980. Т. 50. № 2. С. 445.
- [4] Restorff J B., Wun-Fogle M., Hathaway K. B., Clark A. E., Lograsso T. A., Petculescu G. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. N. 3. P. 023905.
- [5] Clark A. E., Hathaway K. B., Wun-Fogle M., Restorff J. B., Lograsso T. A., Keppens V. M., Petculescu G., Taylor R. A. // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 8621.
- [6] Wu D., Xing Q., McCallum R. W., Lograsso T. A. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 07B307.
- [7] Лукишина В. А., Шишкин Д. А., Кузнецов А. Р., Ершов Н. В., Горностырев Ю. Н. // ФТТ. 2020. Т. 62. № 10. С. 1578.
- [8] Соколов Б. К., Черненко Ю. П., Лукишина В. А., Федоров В. И., Ершов Н. В // ДАН. 2004. Т. 399. № 2. С. 185.
- [9] Forsch K. // Phys. Status. Solidi. 1970. V. 42. N. 1. P. 329.
- [10] Hilfrich K., Kölker W., Petry W., Scharpf O., Nembach E. // Acta Metallurg. Mater. 1994. V. 42. N. 3. P. 743.

Влияние размеров слоев на связанную динамику магнитных вихрей в мультислойных проводящих наностолбиках

Филиппова Виктория Владимировна

Фасхутдинов Радмир Альфредович

Уфимский университет науки и технологий

Екомасов Евгений Григорьевич

mukhamadeeva.vika@mail.ru

Большой интерес многих исследователей в последние годы прикован к трехслойным наностолбикам, которые имеют два магнитных пермалловых слоя, разделенных немагнитным слоем меди [1]. В магнитных слоях может существовать, как основное состояние, магнитный вихрь. В двухвихревых спин-трансферных наносоцилляторах (СТНО), построенных на базе таких наностолбиков, динамика вихрей кардинально меняется по сравнению с одновихревым СТНО [1-4]. Для случая спин-трансферного наносоциллятора со средним диаметром (200 нм), магнитными слоями из пермаллоя толщиной 4 нм и 15 нм и толщиной немагнитного слоя 10 нм было показано [2], что возможны три режима связанного движения вихрей: колебания затухающих вихрей, колебания стационарных вихрей с одинаковой полярностью и колебания стационарных вихрей с разной полярностью. Для случая спин-трансферного наносоциллятора с малым диаметром (120 нм), магнитными слоями из пермаллоя толщиной 4 нм и 15 нм и толщиной немагнитного слоя 10 нм было показано [3,4], что возможны три режима связанного движения вихрей: колебания затухающих вихрей, колебания стационарных вихрей и режим "вылета" вихря из магнитного слоя. С помощью микромагнитного моделирования с использованием пакета SPINPM найдено, что при изменении толщины немагнитного слоя в СТНО обоих радиусов наблюдаются все те же режимы связанной динамики вихрей. Однако, с увеличением толщины промежуточного слоя меди, для СТНО диаметра 120 нм уменьшаются величины критических токов, характеризующих величину тока, при котором один динамический режим сменяется другим (см. ???). С увеличением толщины промежуточного слоя меди, для СТНО диаметра 200 нм наблюдается увеличение критических токов, характеризующий переход от одного типа движения к другому. Так же найдены для случая разных толщин немагнитного слоя зависимости радиуса и частоты стационарных колебаний вихрей; времени вылета за границы диска и времени выхода вихрей на стационар от величины спин-поляризованного тока. Так был исследован случай двух одинаковых магнитных слоев из пермаллоя по 15 нм толщиной. Было обнаружено, что если изменение немагнитного слоя изменяет только величину критических токов, то изменение толщины магнитного слоя может менять как величину критических токов, так и частоту и радиусы стационарных колебаний вихря.

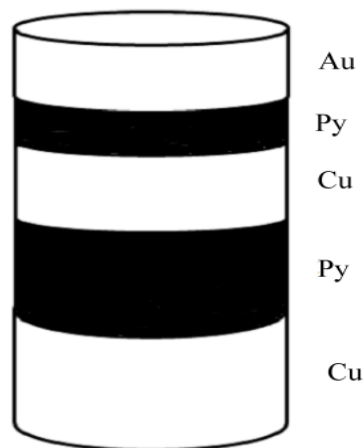


рис.1. Проводящий наностолбик с двумя магнитными слоями пермаллоя (Py), разделенные слоем меди

Финансирование: Ф.В.В. благодарит за финансовую поддержку Государственное задание Российской Федерации на проведение научных исследований лабораториями (№075-03-2021-193/5 30.09.2021).

Список публикаций:

[1] К. А. Zvezdin and E. G. Ekomasov. // PMM, 2022, Vol. 123, No. 3, pp. 201–219

[2] Ekomasov A.E., Stepanov S.V., Zvezdin K.A., Ekomasov E.G. // JMMM. 2019. T.471. №1, С. 513-520.

[3] Екомасов Е.Г., Степанов С.В., Фахретдинов М.И., Антонов Г.И., Екомасов А.Е., Звездин К.А. // Челяб. физ.-мат. Журнал. 2020.Т.5. №2, С. 161-173.

[4] Екомасов Е.Г., Степанов С.В., Звездин К.А., Пугач Н.Г., Антонов Г.И. // ФММ. 2021.Т122. №3, С. 1-9.

Исследование магнитных свойств сплавов системы Sm-Fe-V, полученных с использованием метода быстрой закалки

Шалагинов Аркадий Николаевич

Голубятникова Александра Александровна, Андреев Сергей Витальевич, Волегов Алексей Сергеевич

Уральский федеральный университет имени первого президента Б.Н.Ельцина

Волегов Алексей Сергеевич, к.ф.-м.н.

arkady.shalaginov@urfu.me

С каждым годом в мире сильно растет спрос на минимизацию использования ископаемого топлива, с целью уменьшения углеродного следа в атмосфере. С этой целью используется альтернативный способ получения энергии, а именно использование ветровой энергии. Выбросы углерода в атмосферу наземным транспортом уменьшаются благодаря частичной замене бензиновых и дизельных на электрических или гибридных транспортных средствах. Сформировавшаяся тенденция приводит к росту объема использования высокоэффективных постоянных магнитов, которые производятся с использованием редкоземельных металлов.

В связи с высокой стоимостью РЗМ, экономически выгодно производство таких постоянных магнитов, в которых содержание РЗ металлов было бы минимизировано. Одним из таких соединений является Sm-Fe-V с кристаллической структурой типа ThMn₁₂. Эти соединения содержат только 7,7 % РЗЭ, по сравнению с 11,8 % в Nd₂Fe₁₄V. Наряду с этим, Sm значительно дешевле Nd и спеченные сплавы с использованием Sm имеют более широкий диапазон рабочих температур, в сравнение со спеченными сплавами системы Nd-Fe-B.

Данный доклад посвящен исследованию магнитных свойств соединения Sm_{10,5}Fe_{74,1}V_{15,4}.

Для получения высокоэффективного спеченного постоянного магнита на основе сплава Sm_{10,5}Fe_{74,1}V_{15,4}, проведено подводящее исследование полученных путем спиннингования аморфных лент.

Полученные аморфные ленты из гомогенизированного сплава Sm_{10,5}Fe_{74,1}V_{15,4} подвергались термообработке при различных температурах в вакууме, а так же в аргоновой среде в течение 30 минут. Это позволило выявить температуру отжига, при которой формируется оптимальная кристаллическая структура для получения максимально возможной коэрцитивной силы для полученных лент.

Наибольшее полученное значение H_c составило 7,8 кЭ. В докладе будут представлены кривые размагничивания лент Sm-Fe-V, подвергнутых термообработке при различных условиях, их анализ.