МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М. В. Ломоносова

XXXI Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам



Международный молодежный научный форум

"ЛОМОНОСОВ-2024"

Секция "ФИЗИКА"

Подсекция "ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ"

Сборник тезисов докладов

МОСКВА Физический факультет МГУ 2024 **ХХХІ Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов—2024». Секция «Физика».** Сборник тезисов. — М. Физический факультет МГУ, 2024, 1052 с.

ISBN 978-5-8279-0304-8

Секция «Физика» включает следующие подсекции

- 1. Акустика
- 2. Астрофизика
- 3. Атомная и ядерная физика
- 4. Биофизика
- 5. Геофизика
- 6. Математика и Информатика
- 7. Математическое моделирование
- 8. Медицинская физика
- 9. Молекулярная физика
- 10. Нелинейная оптика
- 11. Оптика
- 12. Радиофизика
- 13. Сверхпроводящие и электронные свойства твердых тел
- 14. Синхротронные и нейтронные исследования
- 15. Твердотельная наноэлектроника
- 16. Теоретическая физика
- 17. Физика космоса
- 18. Физика магнитных явлений
- 19. Физика твердого тела
- 20. Школа МГУ «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина»:
 - Квантовые технологии
 - Фотонные технологии
 - Цифровая медицина

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ



Magneto-optical light transmission in magnetic nanofluids	693
Kuvandikov O.K ¹ ., Kirgizov S.E ² .	693
Исследование перовскита Ba _{0.2} Sr _{0.2} Ca _{0.2} La _{0.2} Na _{0.2} CoO ₃ методом электронного спинового резонанса Рейес Х.Д. ¹ , Яцык И.В. ² , Еремина Р.М. ² , Маити Т ³	694 694
Анизотропия магнитокалорических свойств в монокристалле двойного фторида LiGdF ₄	695 695
Лидресв 1.10	095
детектирование наночастиц гелезо4 по угловой зависимости резонансного поля и магнитной аниготропии при нанесении на полложку GaAs	696
Бахметьев M B 1,2 Белокопытова F A 2 Vпатова A Γ^2 Моргунов P Б 1,2	696
Поглошение микроволновой энергии композитами из основе магнитицу коллондов	697
Боженко С А Туркин С Л. Закинан А Р.	697
Термомагнитная обработка синтетинеских антиферромагнитных структур	600
Василь ер Л В	600
Спариительный знализ методов оценки параметров зашимленных спектров электронного	099
парамагнитного резонанса	700
Вопобъева Е А	700
Полифиляр – от мифов к практическому применению	702
Глушкова В С	702
Структура и магнитные свойства монокристация СелСо-	703
Говорина В В	703
Влидние инфильтрации на магнитные гистерезисные свойства нано- и субмикрокристаллических	105
сплавов на основе соелинения Nd-FeВ	704
Гопубятникова А А. Иванов И А. Шалагинов А.Н. Мальнева В.Е.	704
Магнитные свойства магнитомятких нанокристаллических пленок на основе железа и лисперсионно-	704
иналитиче своиства магиноми ких напокристали теских пленок на основе железа и дисперенонно	706
Грилин Л М	706
Полосовые домены в микрополосках PrDvFeCoB	706
Лворецкая Е.В. Бахметьев М.В. Моргунов Р.Б.	706
Синтез композитов полупроволник-ферромагнетик на основе систем GaSb(InSb/AlSb)-MnSb как	100
прекурсоры для получения магнитогранулированной структуры методами дазерной аблянии и	
магнетронного распыления	707
Пжаполиллинзола M^{1} Биктеев A A ³ Маренкин C $\Phi^{1,2}$	707
Нелинейный магнитоэлектрический эффект в структурах «никель/широкозонный	101
пьезополупроволник»	709
Лжапарилзе М В	709
Исспелование впияния времени и среды размода на магнитные свойства анизотропных порошков Nd-	Fe-
В полученных метолом HDDR	711
Иванов И А	711
Аномальная температурная зависимость планарного эффекта Холла в системе NiFe/Ta/IrMn	712
Kalluh C H 1 Faxmether M B 1,2 Иванченко Г A 2 Моргунов Р Б 1,2	712
Полимерный магнитоэлектрический композит Metglass/PVDF с биомиметической микроструктурой	713
Колюшенков M A 1 Амиров A A 2	713
Влияние нестационарных возлействий на параметры фазового перехода в FeRh системах	715
Компер А С	715
Капиллярное лвижение магнитной жилкости в пористых средах	716
Л В Кононенко А Р Закинян	716
Магнитные и магнитотепловые свойства соединения Gdo 22 Dvo 22 Yo 22 Ni	718
Курганская А А	718
Манипулятов на основе магнитно-бистабильных миквоигл	719
Лворецкая E B ^{1,2} Побанова H P ² Терехов И И ² Моргунов P Б ^{1,2}	719
Молепирование повеления сплава I а/Fe Si), при возлействии нескольких обобшённых сил.	/1/
термолинамические и кинетические эффекты	720
Макальин Р A^1 Железный M В ^{1,2}	720
Споистые мультиферроики на основе пьезополимеров и магнитных эластомеров	721
Малиновский Л	721
Фазовый состав и магнитые свойства магнитов (Sm Zr)Fe ₁ . Ті изготовленных метолом селективного	121
	723
Мальнева В.Е. Голубятникова А.А. Шалагинов А.Н. Иванов И.А. Говорина В.В.	723
Механизмы перемагничивания и гистерезис квазибинарных интерметаллилов GdCo. Си	723
Митина Е.Б.	723
Спиновая поляризация NV центров в кристание карбила кремния 6H-SiC	724
Мурзаханов $\Phi \Phi^1$ Саловникова М A^1 Шуртакова Л B^1 Мамин Г B^1 Казарова О П ²	, <u> </u>
Γaφvpoв M P ¹	724
1 / 1	

Моделирование динамики воздействия электрического поля на доменную стенку в пленках с	725
Мясников Н.В.	725
Особенности магнитных гистерезисных свойств порошков Nd-Fe-B после селективного лазерного	
спекания	. 727
Насибова Айтадж	. 727
Особенности магнитокалорического эффекта в сплаве Ni _{57.1} Mn _{31.6} In _{11.3}	. 729
Нырков Н.Ю. ^{1,2} , Ковалев О.Е. ² , Беличко Д.Р. ²	. 729
Использование мнемотехники в электродинамике	. 730
Оразова М. Б.,	. 730
Исследование процессов структурообразования в биологически совместимой магнитной	
микроэмульсии	. 731
Орехова С.М.	. 731
Магнитооптическая Керр-спектроскопия композитов (Cd ₃ As ₂) _{100-X} (MnAs) _X	. 733
Припеченков И.М.	. 733
Исследование гидроксиапатита с примесными редкоземельными элементами методом спектроскопи	И
электронного парамагнитного резонанса	. 735
Садовникова М.А. ¹ , Мамин Г.В. ¹ , Мурзаханов Ф.Ф. ¹ , Петракова Н.В. ² , Гафуров М.Р. ¹	. 735
Измерение подвижности доменных границ аморфных лент с помощью эффекта Керра	. 736
Самченко С.В.	. 736
Перемагничивание атомных цепочек Со на поверхности Pt(664) с учётом зависимости частотных	
префакторов от длины цепочки	. 737
Сапронова Е.С.	737
Кристаллическая структура и магнитные свойства плёнок типа CrMnW/FeNi	738
Северова С.В. ¹ , Фещенко А.А ²	738
Релаксация намагниченности в квазибинарных соединениях (Gd,Sm)Co ₃ Cu ₂	740
Севрюков В.Е.	740
Магнитооптическая Керр спектроскопия нанокомпозитов Co _x (SiO ₂) _{100-x} , Co _x (Al ₂ O ₃) _{100-x} : влияние	
диэлектрической матрицы и размерный эффект	. 741
Симдянова М.А.	741
Теплоемкость разбавленной модели кубического спинового льда	742
Стронгин В.С., Овчинников П.А., Лобанова Э.А., Шевченко Ю.А.	742
Синтез магнитных композиционных материалов	742
Ткаченя Артур Леонидович	742
Модификация модели Кондорского в рамках исследования процессов перемагничивания в постоянні	ЫХ
магнитах типа Nd-Fe-B	744
Уржумцев А.Н., Мальцева В.Е	744
Синхронизация группы спин-трансферных нано-осцилляторов через диполь-дипольное	
взаимодействие	746
Устинов К.А.1.	. 746
Моделирование магнитоэлектрического эффекта в двух- и трёхслойных структурах на основе никеля	и
иирконата-титаната свиниа	746
Лжапарилзе М В Фелулов Ф А	746
Влияние конфигурации и толшины буферного слоя на магнитные свойства пленок типа Cr-Mn/Fe	. 748
Фешенко А А	. 748
Магнитные свойства спеченных и быстрозакаленных сплавов Smo Ferce TizeVze	750
Шалагинов А Н	750
Антиферромагнитизм Тр ₂ Те ₅	751
Шамова И К	751
Магнитные свойства тверлых растворов системы $Z_n_Ni_{-}Co_1 \dots Fe_2O_4$ (x v = 0-1 с шагом 0.1) со	1
структурой шпинели	753
Шипкова Е Π^{-1} Шерстюк $\Pi \Pi^{-2}$ Живулин В Е ² Винник Π А ^{3,2,4}	753
Микроструктура и магнитные характеристики соединений (Hot_Y) № Smo Fea	. 754
Шонов А.А.	. 754

MAGNETO-OPTICAL LIGHT TRANSMISSION IN MAGNETIC NANOFLUIDS

Kuvandikov O.K¹., Kirgizov S.E².

Samarkand State University named after Sharof Rashidov, Institute of Engineering Physics, Samarkand, Uzbekistan

E-mail: <u>qirgizovsobit94@gmail.com</u>

Magnetic fluids or ferrofluids represent a unique and versatile class of fluids with remarkable properties that have captivated the interest of researchers and engineers across diverse disciplines. These materials are special intelligent materials with many applications in biosensors, magneto – optical devices, medicine and photonics [1, 2]. In turn, these applications depend on the magneto-optical properties of magnetic fluids. High and quick magnetooptic response or light transmission to external magnetic field is fundamental requirement for magneto-optic sensing. With the advent of nanotechnology, developing reliable production techniques for stable nanoparticles in the fluid as well as characterization tools for exact measurement of their size, shape, distribution, and physical properties has become increasingly vital [3].

Magneto-optical light transmission studies of ferrofluids and their potential applications have been investigated [4]. Since then, light transmission in ferrofluids has been a hot topic, and in the last few years more and more gained attention. However, according to our knowledge, it is very important to study in depth the role of magneto-optical transmission and the magnetic nanomaterials used.

The light transmission of CoFe2O4 magnetic nanofluids under an external magnetic field is as follows (Fig. 1).



Fig.1. Normalized transmitted intensity as a function of external magnetic field, over a period of 70 s

The results of the experiment show that the light transmission in magnetic fluids first decreases with the increase of the external magnetic field. Then, from a certain value of the magnetic field, the light transmission increases.

References

1. Peng Z, Chi Ch.Ch, Wen S.L.et al. OPTICS LETTERS. 37. 398-400. 2012. 2. Mendelev V.S, Ivanov A.O. Phys Rev E. 70:051502–051511. 2004.

- 3. Prakash T, Williams G.V, Kennedy J, Rubanov S. J. Appl. Phys. 120(12), 123905. 2016.
- 4. Philip J, Laskar J.M. J. Nanofluids. 1(1). 3–20. 2013.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРОВСКИТА Ва_{0.2}Sr_{0.2}Ca_{0.2}La_{0.2}Na_{0.2}CoO₃ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА

Рейес Х.Д.¹, Яцык И.В.², Еремина Р.М.², Маити Т³

¹Казанский (приволжский) ФУ, Институт физики, Казань, Россия ² Казанский ФТИ им. Е.К. Завойского, ФИЦ Казанский НЦ РАН, Казань, Россия 3Dep. of Mat. Sci. and Engin., Indian Inst. of Tech. Kanpur, Kanpur 208016, UP, India

E-mail: juan043david@gmail.com

Лантан кобальтовый перовскит перспективен для твердо оксидного топливного элемента и является привлекательным материалом благодаря своей хорошей окислительной способности, термической стабильности, сверхпроводимости и исключительной каталитической активности [1, 2].

Спектры электронного спинового резонанса измерялись на спектрометре EMX/plus (Bruker) на частоте 9.4 ГГц с азотным продувом и температурным контроллером RS 232 (Bruker) в диапазоне температур от 100 до 340 К.

На рисунке 1 представлена эволюция линии спектра магнитного резонанса от температуры для керамики $Ba_{0.2}Sr_{0.2}Ca_{0.2}La_{0.2}Na_{0.2}CoO_3$. Можно заметить, что форма линия магнитного резонанса от 176 К до 275 К сильно меняется, что свидетельствует о изменении магнитной фазы. Температура фазового перехода составляет около 275 К.



Рис. 1. Эволюция спектров электронного спинового резонанса от температуры (от 176 до 320 K) для Ba_{0.2}Sr_{0.2}Ca_{0.2}La_{0.2}Na_{0.2}CoO₃. Круги – экспериментальные данные, сплошная линия - аппроксимация

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-42-02014

Литература

1. Shikha Dhakar, Sanchayita Mukhopadhyay, Musthafa Ottakam Thotiyl, Sudhanshu Sharma Structural, Methanol assisted water electrooxidation on noble metal free perovskite: RRDE insight into the catalyst's behaviour // Journal of Colloid and Interface Science. – 2024. – V. 654. – Part A. – Pp. 688-697.

2. A.N. Petrov; O.F. Kononchuk; A.V. Andreev; V.A. Cherepanov; P. Kofstad. Crystal structure, electrical and magnetic properties of $La_{1-x}Sr_xCoO_{3-y}$ // Solid State Ionics. – 1995. – V. . – Iss. 3–4. – Pp. 189-199

АНИЗОТРОПИЯ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ ДВОЙНОГО ФТОРИДА LiGdF4

Андреев Г.Ю.

Казанский (Приволжский) ФУ, Институт физики, Казань, Россия

e-mail: <u>ujif28@mail.ru</u>

Двойные фториды LiREF₄ (RE = Gd-Yb) представляют интерес для физики дипольного магнетизма. Кристаллическая структура этих соединений относится к группе симметрии $I4_1/a$ и аналогична структуре шеелита CaWO₄, элементарная ячейка содержит два иона Re³⁺ в магнитоэквивалентных позициях с симметрией S_4 , что образуют две подрешётки [1]. Самый изотропный магнетик в этом семействе – LiGdF₄, поскольку ионы Gd³⁺ обладают только спиновым угловым моментом S = 7/2. Этот фторид был признан хорошим материалом для низкотемпературного охлаждения методом адиабатического размагничивания, однако имеется недостаток знаний о его базовых магнитных свойствах. Так, магнитное упорядочение не было обнаружено вплоть до температуры 400 мK [2]. Предположительно, за запаздывание упорядочения отвечает обнаруженная недавно точная компенсация дипольного и обменного взаимодействий [3].

В данной работе представлены результаты исследования магнитокалорического эффекта в дипольном гейзенберговском магнетике LiGdF₄ путём измерения намагниченности монокристаллического образца (тонкой пластинки, вырезанной вдоль плоскости [010]). Изменение энтропии при изотермическом размагничивании от поля в 1 Тл. 2 Тл или 3 Тл определено в температурном интервале 2-10 К для двух основных направлений приложенного поля: вдоль кристаллических осей *а* или *с*. Магнитокалорический эффект оказался существенно анизотропным – эффективность охлаждения при **H** || *с* превышает случай **H** || *а* почти в два раза. Полученные результаты могут быть описаны в рамках теории молекулярного поля с учётом анизотропии парамагнитной температуры Кюри—Вейсса. Сравнение с материалами, используемыми для адиабатического размагничивания, а также с данными для поликристаллического образца LiGdF₄ [2], показывает значительное преимущество монокристалла LiGdF₄ в диапазоне гелиевых температур в умеренных магнитных полях (1-3 Тл), что открывает перспективы для практического применения.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда, проект № 22-22-00257, и Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ, (рост кристаллов и обработка данных) а также Программы стратегического академического лидерства Казанского федерального университета Приоритет-2030 (магнитометрия).

Литература

1. Aminov L.K., Malkin B.Z., Teplov M.A. Magnetic Properties of Nonmetallic Lanthanide Compounds // Handbok on the Physics and Chemistry of Rare Earths, Vol. 22. 1996. P. 295–506.

2. Numazawa T., Kamiya K., Shirron P. et al. Magnetocaloric effect of polycrystal $GdLiF_4$ for adiabatic magnetic refrigeration // AIP Conference Proceedings, 2006, V. 850, p. 1579-1580.

3. Сосин С.С., Яфарова А.Ф., Романова И.В. и др. Определение параметров спинового гамильтониана в дипольно-гейзенберговском магнетике LiGdF₄ методом ЭПР // Письма в ЖЭТФ, 2022. Т. 116. вып. 11. с. 747-755.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ Fe/Fe₃O₄ ПО УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ПОЛЯ И МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ ПРИ НАНЕСЕНИИ НА ПОДЛОЖКУ GaAs

Бахметьев М.В.^{1,2}, Белокопытова Е.А.², Упатова А.Г.², Моргунов Р.Б.^{1,2} ¹ФИЦ проблем хим. физики и мед. химии РАН, Черноголовка, Россия ²Первый московский ГМУ им. И.М. Сеченова, Москва, Россия

E-mail: bakhmetiev.maxim@gmail.com

Детектирование небольшого количества магнитомеченных клеток возможно с использованием устройств спинтроники, которые чувствительны к локальным магнитным полям наночастиц, присутствующих в живых клетках или тканях организмов [1]. Такие устройства называются датчиками магнитных наночастиц. В качестве магнитных маркеров в медицине широко распространены наночастицы Fe/Fe₃O₄, проявляющие значительный потенциал биосовместимости с различными объектами. Одним из методов детектирования изменений магнитных свойств наночастиц Fe/Fe₃O₄, которые наносятся на диамагнитные подложки или поверхность многослойных гетероструктур, используется метод ферромагнитного резонанса (Φ MP). В работе исследовались два образца: диамагнитная подложка GaAs и диамагнитная подложка GaAs с нанесенными наночастицами Fe/Fe₃O₄. Угловые зависимости резонансного поля для чистой диамагнитной подложки GaAs не были зарегистрированы, а для GaAs + Fe/Fe₃O₄ были получены две кривые 1 и 2, относящиеся к наночастицам Fe/Fe₃O₄, которые представлены на рис. 1.



Рис. 1. Угловые зависимости резонансного поля линий ФМР для образца GaAs + Fe/Fe₃O₄.

Наличие двух линий на угловой зависимости резонансного поля для образца GaAs + Fe/Fe₃O₄ обусловлено спин-волновыми модами, возникающими вследствие взаимодействия ядра железа (кривая 1) и оксидной оболочки (кривая 2). Следует отметить, что различие наших экспериментов с [2] заключается в том, что в наших экспериментах плотность и количество наночастиц были достаточно высоки, чтобы магнитное дипольное взаимодействие между ними приводило к анизотропии слоя наночастиц даже на диамагнитной подложке. Таким образом, между наночастицами в слое имеет место магнитное дипольное взаимодействие, которое приводит к магнитной анизотропии слоя, что выражается двумя линиями на угловой зависимости резонансного поля.

Работа выполнена на кафедре медицинской и биологической физики Сеченовского университета и при поддержке программы Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН FFSG-2024-0009.

Литература

1. Koh I., Josephson L. Magnetic nanoparticle sensors // Sensors. 2009, V. 9, p. 8130.

2. Finotelli P.V., Morales M.A., Rocha-Leao M.H., Baggio-Saitovitch E.M., Rossi A.M. Magnetic studies of iron(III) nanoparticles in alginate polymer for drug delivery applications // Materials Science and Engineering: C. 2004, V. 24, pp. 625-629.

ПОГЛОЩЕНИЕ МИКРОВОЛНОВОЙ ЭНЕРГИИ КОМПОЗИТАМИ НА ОСНОВЕ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ

Боженко С.А., Туркин С.Д., Закинян А.Р.

Северо-Кавказский ФУ, физико-технический факультет, Ставрополь, Россия

E-mail: s.semyonovaa@yandex.ru

Исследование высокопоглощающих материалов, в настоящий момент, носит практический интерес в области радиотехники. К таким материалам относятся, например, композиты на основе магнитных коллоидов с ярко выраженными магнитными и диэлектрическими свойствами [1]. Возможность контролировать внешним магнитным полем параметры субволновой структуры композитов открывает новые возможности сферы применения таких материалов в СВЧ – технике [2].

В качестве образца использовался композиционный материал, синтезированный путем добавления микрочастиц алюминиевой пудры в исходный магнитный коллоид на основе керосина с магнетитовыми однодоменными частицами. Управление микрогеометрией композита осуществлялось посредством воздействия однородного магнитного поля. При включении внешнего магнитного поля микрочастицы выстраиваются в цепочечные структуры, сонаправленные с полем. Исследования проводились на основной моде ТЕМ коаксиального волновода в диапазоне частот 5 – 18 ГГц.

На рисунке 1 представлены теоретические и экспериментальные зависимости коэффициента поглощения от частоты излучения. Теоретические зависимости (кривые 1, 3) приведены при различном числе частиц в цепочке, экспериментальные зависимости (кривые 2,4) приведены при различном значении напряженности внешнего магнитного поля. Объемная концентрация дисперсной фазы – 4,1%. Теоретический расчет в случае цепочек из n = 1 частиц (кривая 1) сравнивается с экспериментальной зависимостью 2 в отсутствие магнитного поля. Эксперимент при максимальном значении напряженности внешнего магнитного поля (кривая 4) сравнивается с теоретическим расчетом (3) при числе частиц в цепочке n = 30. Основным фактором, влияющим на степень корреляции теоретических расчетов и экспериментальных данных является аппроксимация цепочечных структур эллипсоидом из одинаковых сферических частиц. В действительности, цепочечные структуры выстраиваются из осадочного слоя композита вдоль силовых линий магнитного поля и образуют некоторый дополнительный слой.



Рис. 1. Экспериментальные (2,4) и теоретические (1,3) зависимости коэффициента поглощения от частоты излучения при различном значении напряженности внешнего магнитного поля (числа частиц в цепочке). Объемная концентрация наполнителя 30%.

Представление цепочечных структур в виде дополнительного слоя с эффективными магнитной и диэлектрической проницаемостями позволяет качественно объяснить наблюдаемые явления и согласовать теорию с экспериментом. Волновой характер кривой 4 говорит о многократных отражениях волны от границ многослойной ячейки.



Рис.2. Распределение плотности потерь электромагнитной энергии в поперечном сечении ячейки при увеличении числа частиц в цепочке. Цепочки формируются в вертикальном направлении.

Наличие проводящих свойств композита на основе магнитного коллоида приводит к анизотропному поглощению электромагнитной энергии. В среде численного моделирования Comsol Multiphysics построено распределение плотности потерь электромагнитной энергии в поперечном сечении ячейки при увеличении числа частиц в цепочке (рисунок 2). В области между жидкостью и центральным проводником наблюдается концентрирование плотности электромагнитных потерь на частотах до 10 ГГц. Примечательно, что с увеличением частоты излучения, происходит затухание электромагнитных волн внутри образца.

Результаты работы показывают, что синтезированный композит проявляет высокие поглощающие свойства в микроволновой области. Бесконтактный контроль внутренней структуры образца может отрыть некоторые перспективы в применении данных материалов в радиоэлектронике и СВЧ-технике.

Литература

1. Zakinyan, A., Dikansky, Y., & Bedzhanyan, M. Electrical Properties of Chain Microstructure Magnetic Emulsions in Magnetic Field // Journal of Dispersion Science and Technology, 35(1), 111–119. DOI:10.1080/01932691.2013.769109.

2. S. Turkin, Y. Dikansky & A. Zakinyan. Drops deformation influence on the microwaves interaction with a magnetodielectric emulsion, Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy, 56:4, 268-285, 2022. DOI: 10.1080/08327823.2022.2141043

ТЕРМОМАГНИТНАЯ ОБРАБОТКА СИНТЕТИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Васильев Д.В.

Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Зеленоград, Россия

E-mail: *D*.Vasilyev@tcen.ru

Для ряда практических применений перспективными являются спин-туннельные магниторезистивные (СТМР) наноструктуры, в которых фиксированный слой заменен на синтетический антиферромагнетик (САФ) – совокупность двух ферромагнитных слоев, разделенных тонкой немагнитной (НМ) пленкой и связанных за счет обменного взаимодействия Рудермана – Киттеля – Касуя – Иосиды (РККИ-взаимодействия). Термомагнитная обработка (ТМО) в значительной степени влияет на магнитные свойства СТМР наноструктур: повышает магниторезистивный эффект, при необходимости формирует скрещенную магнитную конфигурацию, что приводит к снижению коэрцитивной силы свободного слоя до единиц эрстед, обеспечивая линеаризацию характеристики в области малых магнитных полей [1].

Разработаны технологические процессы ТМО СТМР наноструктур с САФ для исследования ее влияния на магнитные свойства структур. Магнитный отжиг наноструктур проводился на контрольно-измерительном комплексе ТМО, обеспечивающем нагрев до температуры не более 450 °C в магнитном поле не более 1 кЭ.

Результаты ТМО САФ структуры Ta / Co₉₅Fe₅ / Ru (8 Å) / Co₉₅Fe₅ / Ta показали, что при увеличении температуры отжига более 300 °C наблюдалось разрушение антиферромагнитной связи (рисунок 1), после термообработки при 400 °C для структуры характерно ферромагнитное взаимодействие слоев (оранжевая кривая рисунка 1).



Рис. 1. Петли перемагничивания структуры Ta / $Co_{95}Fe_5$ / Ru (8 Å) / $Co_{95}Fe_5$ / Ta после магнитного отжига при различных температурах

При магнитном отжиге САФ структур с толщиной Ru, соответствующей второму антиферромагнитному максимуму, при температуре более 300 °C значительных изменений петли перемагничивания не произошло (рисунок 2), что говорит о термостабильности САФ структур со вторым антиферромагнитным максимумом. Полученные результаты экспериментальных исследований соответствуют исследованиям в [2], где разрушение антиферромагнитной связи происходило в структурах на первом антиферромагнитном максимуме при повышении температуры отжига, что было объяснено формированием ферромагнитной связи между слоями CoFe и CoFeB из-за термодиффузии Ru.



Рис. 2. Петли перемагничивания структуры Та / Co₉₅Fe₅ / Ru (23 Å) / Co₉₅Fe₅ / Та после магнитного отжига при 350 °C (красная кривая) и до воздействия (синяя кривая)

Разрушение РККИ-взаимодействия между слоями при температурной обработке происходит при малых толщинах немагнитного слоя Ru, соответствующих диапазону от 6 до 9 Å, что может быть объяснено сложностью технологического процесса формирования пленок толщиной менее 1 нм, а также взаимной диффузией материалов слоев.

Проведенные исследования показывают влияние ТМО на магнитные свойства САФ структур, выявленная взаимосвязь толщины НМ слоя и режимов отжига должна учитываться при проектировании и разработке устройств на основе СТМР наноструктур с САФ.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения НИР «Теоретические и экспериментальные исследования спинтуннельных магниторезистивных наноструктур с синтетическим антиферромагнетиком для создания высокочувствительных преобразователей магнитного поля и элементов ячеек энергонезависимой магниторезистивной памяти», шифр FNRM-2022-0010.

Литература

1. Миляев М.А., и др. Спин-флоп состояния в синтетическом антиферромагнетике и изменения однонаправленной анизотропии в спиновых клапанах на основе FeMn // Физика металлов и металловедение. 2016. Т. 117 (12). С. 1227-1233.

2. Lee Y.M. Giant tunnel magnetoresistance and high annealing stability in CoFeB / MgO / CoFeB magnetic tunnel junctions with synthetic pinned layer // Applied Physics Letters. 2006. V. 89. P. 042506.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ЗАШУМЛЕННЫХ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Воробьева Е.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: elizavetavorobjeva@yandex.ru

Спектроскопия ЭПР широко применяется в различных областях науки. Спектр ЭПР содержит информацию о свойствах резонансных центров, при изменении которых изменяются различные параметры спектра ЭПР, в том числе форма линии. Количест-

венное определение этих параметров является важной задачей различных исследований.

Экспериментальные спектры ЭПР часто осложняются шумом, который может быть вызван вмешательством физических или химических процессов, несовершенствами экспериментальной аппаратуры или другой причиной, которые приводят к флуктуациям измеряемого сигнала. Сигнал шума меняется случайным образом, поэтому его можно характеризовать статистическими характеристиками – средним значением, дисперсией и т.п., а также типом распределения – гауссов шум, белый шум и т.п.

Точность исследований в области спектроскопии зависит от качества исходных данных. Однако наличие шума в экспериментальных спектрах может повлиять на верность результатов, особенно когда полезные сигналы очень слабые. Во многих случаях эксперименты не позволяют получить сигнал высокого качества, даже несмотря на часто применяющийся способ усреднения сигнала методом накопления, который является стандартным подходом к уменьшению шума в спектре. Также применяются различные методы фильтрации для уменьшения зашумленности спектров [1], однако они эффективны только при небольшой зашумленности спектров.

В работе исследованы три метода анализа спектров ЭПР, активно применяемых в практике научных исследований, с целью определить степень их пригодности для количественной оценки параметров сильно зашумленных спектров. Это методы «минимизации функции ошибки», «максимального правдоподобия» [2] и метод интегрирования. Для поиска экстремумов использовались метод «динамической траектории» («leap-frog») и метод случайной выборки узлов на сетке в пространстве параметров спектра. Для численной подгонки спектров использовались функции Тцаллиса

$$f_{q}(B) = \left[1 + \left(2^{q-1} - 1\right)\left(\frac{B - B_{0}}{\Gamma}\right)^{2}\right]^{-\frac{q}{q-1}}$$
(1)

и «Пирсон VII» [3]:

$$S(x) = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{(x - x_0)(2^{1/M} - 1)^{0.5}}{\Gamma_p}\right)\right]^M},$$
(2)

позволяющие плавно изменять форму линии.

Численной подгонкой было найдено взаимное соответствие факторов формы q и M этих функций. В качестве объектов применения сравниваемых методов использовались два типа спектров ЭПР с различным отношением «сигнал/шум»: смоделированные на компьютере и экспериментальные. Кроме того, был экспериментально исследован характер шума спектрометра ЭПР Varian-E4.

Экспериментальные спектры представляли собой сигналы долгоживущего свободного радикала в стандартном образце смолы (pitch), используемые обычно для калибровки спектрометра ЭПР. Спектры ЭПР записывались при различных коэффициентах усиления, величинах микроволновой мощности, амплитуде модуляции с тем, чтобы обеспечить различные отношения сигнал/шум. Кроме того, для исследования собственного шума спектрометра записывались сигналы при фиксированном значении магнитного поля, то есть при условии неизменности собственного сигнала парамагнитного образца.

Теоретические спектры моделировались на персональном компьютере с помощью собственных программ на языке С. Формулы для производных поглощения функций Тцаллиса и Пирсона были получены дифференцированием формул (1) и (2) и имели вид:

$$St_{T}[i] = 2\left(\frac{B[i] - B_{0}}{\Gamma^{2}}\right) \left(-\frac{\left(2^{q-1} - 1\right)}{q-1}\right) \left(1 + \left(2^{q-1} - 1\right)\left(\frac{B[i] - B_{0}}{\Gamma}\right)^{2}\right)^{\frac{1}{q-1}},$$
(3)

$$St_{P}[i] = -\frac{2M}{\Gamma_{P}} \left(2^{1/M} - 1\right)^{0.5} \left[1 + \left(\frac{2(B[i] - B_{0})(2^{1/M} - 1)^{0.5}}{\Gamma_{P}}\right)\right]^{-M-1}, \quad (4)$$

где *i* - номер точки, *B*[*i*] - значение магнитного поля в этой точке.

Сигнал шума в данной работе – равномерное распределение действительных чисел *x_i* на отрезке [0,1], которые получаются с использованием простейшего генератора [4]. Значения шума приводились к интервалу [-0.5;+0.5]. Таким образом, значения в точках і смоделированного спектра ЭПР *Y*[*i*] были равны

$$Y[i] = N[i] + C \cdot St[i].$$
⁽⁵⁾

При таком способе моделирования зашумленного экспериментального спектра отношение сигнал/шум, рассчитываемое по формуле

$$SNR = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} (C \cdot St[i])^{2}}{\sum_{i=1}^{N} (n[i])^{2}}} = C \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} (St[i])^{2}}{\sum_{i=1}^{N} (n[i])^{2}}},$$
(6)

близко к величине С.

Сравнение методов показало, что при малых значениях отношениях сигнал/шум наиболее точные результаты оценки параметров ЭПР показывает метод «максимального правдоподобия». При больших значениях *SNR* отличия в использовании методов «минимизации функции ошибки» и «максимального правдоподобия» не были обнаружены. Точность определения параметров спектров не зависит от выбора в качестве функции формы тцаллиана или пирсониана, что обусловлено тем, что функции отличаются только выбором параметра формы.

Литература

1. Barclay V.J., Bonner R.F. Applocation of wavelet transforms to experimenta; spectra: smoothin, denoising, and data set compression // Anal. Chem. 1997. 69. P. 78-90.

2. Duc N.T., Frapart Y.M., Thiao-Te S.L. Estimation of spectrum parametrs for quantitative EPR in derivative limit // ATC. 2017.

3. Sebby K.B., Walter E.D., Usselman R.J., Cloninger M.J., Singel D.J. // End-Group Distributions of Multiple Generations of Spin-Labeled PAMAM Dendrimers // J. Phys. Chem. 2011. 115.

4. Ильина В.А., Силаев П.К. Численные методы для физиков-теоретиков // Институт компьютерных исследований. 2003.

ПОЛИФИЛЯР – ОТ МИФОВ К ПРАКТИЧЕСКОМУ ПРИМЕНЕНИЮ

Глушкова В.С.

МБОУ «СОШ №12», город Королёв, Московская область, Благотворительный фонд «Образование+», кружок «Юный физик – умелые руки»,

E-mail: <u>lera.glushkova.08@bk.ru</u>

Видеоролик о работе: <u>https://youtu.be/_XR4OX0rKH0?si=eWQ8NZT57L9jRb23</u>

Под бифиляром понимают систему из двух расположенных рядом проводников электрического тока. В бытовой технике такая система часто известна под названием витая пара. Современные международные стандарты требуют повысить безопасность

введением третьего, защитного, заземлённого провода. Фактически получается трифиляр. В звуковой аппаратуре для получения стереоэффекта нужны два двужильных провода, что соответствует квадрафиляру. Все перечисленные варианты можно обобщить одним термином – полифиляр, то есть множество проводников электрического тока, расположенных рядом. Бифилярную катушку индуктивности запатентовал Никола Тесла в 1894 году [1]. В 1971 году, с развитием высокочастотной техники, появился бифиляр Купера [2], тоже состоящий из двух близко расположенных проводников, электрические токи в которых протекают в противоположных направлениях, как в бытовой витой паре. Цель работы заключается в практическом применении полифиляра для бесконтактной передачи электроэнергии. Такая передача уже используется в док-станциях для зарядки аккумуляторов телефонов и фотоаппаратов, но большие мощности – это перспектива. Для достижения цели работы необходимо было создать несколько вариантов полифиляров для практического и теоретического объяснения необычных, на первый взгляд, явлений и требовалось обосновать рациональность беспроводной передачи электроэнергии. Внимание было обращено на безопасность потребителя электропитания. Методами работы были определены как лабораторные исследования, так и теоретические расчёты характеристик катушек индуктивности. В качестве индуктора было решено применить конфорку от бытовой индукционной плитки, работающей на частоте 20-50 кГц.

Первый эксперимент с бифиляром из двадцати витков бытового двужильного провода подтвердил известный факт о бесконтактной передаче электроэнергии от индуктора к мощной активной нагрузке, мощностью 2000 Вт. Сразу было объяснено, почему от бифиляра не работает вентилятор – это следствие большого индуктивного сопротивления. Тут же было показано, что, напротив, конденсатор прекрасно проводит высокочастотный электрический ток. При измерениях характеристик приборов надо учитывать не только коэффициент полезного действия, но ещё так называемый «косинус фи» - все домыслы о вечном двигателе и свободной энергии эфира тут же рассеиваются.

Для проведения более детальных исследований были созданы специальные лабораторные установки, на которые поданы две заявки на патенты на полезные модели [3,4]. Практическое применение полифилярных катушек предложено для создания бесконтактных разъёмов на космических аппаратах, как в модели с бытовой индукционной электрической плиткой. Это важно для удобной и безопасной работы космонавтов в открытом пространстве.

Литература

1. Патент США. US512340A. N. Tesla. Goil for electro magnets. No. 512,340. Patented Jen. 9, 1894, aumento/6. United States . Patent office.

2. Патент Купера 3610971 США 1971. – Электронный ресурс (дата обращения 23.08.2023): <u>https://patents.google.com/patent/US3610971A/en</u>

3. Глушкова В.С. Учебный бифиляр. Заявка на патент RU 2023121854 от 22.08.2023.

4. Глушкова В.С. Универсальный переключаемый полифиляр. Заявка на патент RU 2023122261 от 28.08.2023.

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛА Ce₂Co₇

Говорина В.В.

Уральский ФУ им. первого Президента России Б.Н.Ельцина, Екатеринбург, Россия

E–mail: <u>valeria.govorina@urfu.me</u>

В настоящее время при производстве магнитотвёрдых материалов используют редкоземельный элемент Се в качестве легирующей добавки. При этом считается, что Се замещает основной редкоземельный металл в основной магнитной фазе магнитотвердого материала. Согласно разным источникам, при концентрации Се менее 50 ат.% может формироваться до 6 различных фаз [1, 2]. Можно предположить, что все эти фазы могут образовываться при легировании церием магнитотвердых материалов, содержащих Со. Однако в настоящее время в литературе отсутствует единая фазовая диаграмма Ce-Co. Существует необходимость систематизировать и дополнить данные по стехиометрическим составам Ce-Co интерметаллидов. Одним из стехиометрических составов бинарной фазовой диаграммы является соединение Ce₂Co₇. Интерес к нему обусловлен тем, что в литературе отсутствуют сведения о магнитных свойствах данного соединения, кроме температуры Кюри, равной 123 К в орторомбической модификации и 50 К в гексагональной модификации [3, 4]. В то же время из-за переменной валентности атомов Се соединение Ce₂Co₇ должно обладать неординарными свойствами, выбивающимися из ряда однородных соединений R_2Co_7 .

В настоящей работе синтезированы монокристаллы Ce_2Co_7 . Исходная шихта была приготовлена из высокочистых химических элементов, после проводилось сплавление в индукционной печи с последующим гомогенизирующим отжигом в течение 5 суток при температуре 1070°C, что ниже температуры перитектического распада. Успешно получены монокристаллические пластинки размером 2-3 мм в диаметре и толщиной 0,2 мм. С помощью установки PPMS DynaCool измерены кривые намагничивания в магнитном поле с напряжённостью до 90 кЭ монокристаллов Ce_2Co_7 вдоль осей легкого и трудного намагничивания во всем температурном интервале магнитоупорядоченного состояния. На основании температурных измерений намагниченности уточнено значение температуры Кюри. Методом Саксмита-Томпсона определены значения констант магнитокристаллической анизотропии.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 24-22-00313.

Литература

1. Wu, C.H., Chuang, Y.C., Jin, X.M., Guan, X.H.: Reinvestigation of the Ce-Co System // Zeitschrift fur Metallkunde. 1991, 82. p. 621-625

2. Khan, Y. Intermetallic compounds in the cobalt-rich part of the R-cobalt systems (R= Ce, La, Ce-La). Journal of the Less Common Metals, 1974, 34(2). p. 191-200.

3. Zhong, X., Liu, Z., Min, J. et al. Magnetic properties and magnetic entropy changes of MRE₂Co₇ compounds. Sci. China Phys. Mech. Astron., 2015, 58, 597501.

4. Buschow, K.H.J.: Magnetic properties of $CeCo_3$, Ce_2Co_7 and $CeNi_3$ and their ternary hydrides; J. Less-Common Met., 1980, 72. p. 257-263.

ВЛИЯНИЕ ИНФИЛЬТРАЦИИ НА МАГНИТНЫЕ ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ СВОЙСТВА НАНО- И СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЯ Nd₂Fe₁₄B

Голубятникова А.А., Иванов И.А., Шалагинов А.Н., Мальцева В.Е.

Уральский ФУ им. первого президента России Б.Н. Ельцина, ИЕНиМ, кафедра магнетизма и магнитных наноматериалов, Екатеринбург, Россия

E-mail: a.a.golubiatnikova@urfu.ru

Магнитотвердые материалы и изготовленные из них постоянные магниты широко применяются во всех областях науки и техники. Одним из основных материалов для производства постоянных магнитов является сплав на основе соединения $Nd_2Fe_{14}B$. Такие магниты обладают наибольшими величинами остаточной намагниченности и максимального энергетического произведения при комнатной температуре из выпускаемых постоянных магнитов. Области их применения включают в себя электродвигатели, системы позиционирования головок жестких дисков, акустические устройства, медицинское оборудование и многое другое. Однако из-за низкой температуры Кюри фазы

Nd₂Fe₁₄B, составляющей 312 °C, коэрцитивная сила таких магнитов значительно уменьшается при повышении температуры, что делает затруднительным или даже невозможным их использование в сильных размагничивающих полях при высокой рабочей температуре. Также неодимовые магниты играют ключевую роль в переходе к более экологически чистым средствам передвижения и производства энергии [1], особенно в настоящее время в связи с проблемой изменения климата и нехватки редкоземельных ресурсов. Один из способов получения высококоэрцитивных магнитотвердых сплавов – это процесс межзеренной инфильтрации.

Цель настоящей работы заключается в установлении влияния инфильтрации эвтектическим сплавом на магнитные гистерезисные свойства нано- и субмикрокристаллических сплавов на основе соединения Nd₂Fe₁₄B.

Объектами исследования стали:

нанокристаллический сплав марки MQP-B, который представляет собой быстрозакаленный сплав (БЗС) Nd-Fe-B;

сплав Nd-Fe-B, полученный методом HDDR.

В качестве инфильтрационной добавки использовался эвтектический сплав Nd-Cu-Со, полученный методом дуговой плавки чистых компонентов в аргоновой среде.

Сплав МQP-В размалывался в этиловом спирте в шаровой мельнице в течение 5 мин без добавки, а затем совместно с легкоплавкой добавкой на протяжении 5 мин. Сплав, обработанный методом HDDR, размалывался вручную в этиловом спирте до размера частиц 30–40 мкм. Затем порошок HDDR также смешивался с легкоплавкой добавкой.

Соотношение масс основного сплава и легкоплавкой добавки в обоих случаях составляет 4:1, соответственно.

Готовые смеси были спрессованы в параллелепипеды размером 10х5х5 мм³ и подготовлены к отжигу. Отжиг проводился в вакууме в течение часа, при температурах 600 °C и 650 °C. Предельные петли магнитного гистерезиса отожженных образцов измерялись посредством установки PPMS DynaCool.

В результате отжигов значения коэрцитивной силы образцов на основе БЗС марки MQP-В более чем в два раза превышают значение H_c исходного сплава ≈ 10 кЭ. Результаты измерений петель гистерезиса образцов, полученных методом HDDR, показывают, что величина коэрцитивной силы сплава, уменьшается с увеличением времени размола, однако инфильтрация позволила восстановить H_c до исходного значения. Установленные закономерности применены при использовании БЗС или порошков HDDR в качестве исходного сырья для аддитивного производства постоянных магнитов и магнитных систем.

За помощь в проведении исследований и интерпретацию их результатов авторы выражают благодарность доц. кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов, к. ф.-м. н. Волегову А.С., с.н.с отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ Андрееву С.В. и с.н.с лаборатории ферромагнитных сплавов ИФМ УрО РАН Протасову А.В.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-10104.

Литература

1. Gutfleisch O., Willard M.A., Brück E., Chen C.H., Sankar S.G., Liu J.P. Magnetic Materials and Devices for the 21st Century: Stronger, Lighter, and More Energy Efficient // Advanced Materials. – 2011. – Vol. 23. – Magnetic Materials and Devices for the 21st Century. – No. 7. – P. 821–842.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТОМЯГКИХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА И ДИСПЕРСИОННО-УПРОЧНЯЮЩЕЙ ФАЗЫ: ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА

Гридин Д.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: master.sudbi@yandex.ru

Применение магнитомягких материалов в высокочастотных устройствах МГц- и ГГц диапазонов требует разработки пленок с низкой коэрцитивной силой, высокой индукцией насыщения, высоким электрическим сопротивлением и стабильностью. Исследования последних лет показали, что такими материалами могут служить сплавы системы Fe-Me-X, где Me- переходной металл, X- легкий элемент, содержащими нанокристаллическое α-Fe, окруженное дисперсионно-упрочняющей фазой MeX [1,2].

В данной работе исследуются магнитные свойства пленок системы Fe-Zr-N, Fe-Zr, Fe-Ti-B и Fe-Sc-O. Образцы получены методом магнетронного напыления и структурно аттестованы в ИМЕТ им. Бардина. Измерение петель гистерезиса выполнено на вибрационном магнитометре VSM 7407 Lake Shore при комнатной температуре в полях до 16 кЭ до и после отжига. Отжиг проводился при температурах от 200 до 500° C в вакууме 10^{-6} мм рт.ст. В результате отжига формировалась аморфно-нанокристаллическая структура пленок. Полученные данные обрабатывались методом корреляционной магнитометрии [3] с помощью программного пакета OriginPro для определения основных магнитных параметров и характерных размеров стохастических доменов. На отдельных образцах также проводились измерения на атомном силовом и магнитном силовом микроскопе NT-MDT Smena и измерения магнитооптических спектров в геометрии экваториального эффекта Керра.

Получено, что коэрцитивная сила, остаточная намагниченность, намагниченность насыщения, размер стохастического домена сильно зависят как от состава, так и температуры отжига. Определенный по данным магнитометрии радиус стохастического домена в пленке FeTiB с содержанием 96.1 ат. % Fe хорошо согласуется с прямыми измерениями на магнитом силовом микроскопе. Обсуждается корреляция структурных и магнитных свойств.

Литература

1. E.N. Sheftel, E.V. Harin, S.Yu. Bobrovskii, K.N. Rozanov, V.A. Tedzhetov, I.O. Bannykh, Ph.V. Kiryukhantsev-Korneev, FeTiB nanocrystalline films: Static and dynamic magnetic properties in accordance with phase composition and magnetic structure// Journal of Alloys and Compounds 968 (2023) 171981

2. E. N. Sheftel, E.V. Harin, V. A. Tedzhetov, Ph.V. Kiryukhantsev-Korneev, K. N. Rozanovc, S.Y. Bobrovskii, Pio. Zezyulina, FeTiB film materials: Dependence of the magnetic properties and magnetic structure on the phase and structural states // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 561 (2022) 169700

3. Iskhakov R.S., Komogortsev S.V. Magnetic Amorphous, Nanocrystalline, and Nanophase Ferromagnets hysics of Metals and Metallography. - 2011 - Vol. 112 - P. 666-681.

ПОЛОСОВЫЕ ДОМЕНЫ В МИКРОПОЛОСКАХ PRDYFECOB

Дворецкая Е.В., Бахметьев М.В., Моргунов Р.Б.

ФИЦ проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

E-mail: dvoretskaya95@yandex.ru

Интерес к технологиям создания микромагнитов обусловлен производственными требованиями к миниатюрным устройствам, которые обладают высокой магнитной

энергией, остаточным магнитным моментом и временной стабильностью. Для получения микромагнитов, создающих магнитное поле или его градиент заданной величины, используют постоянные магниты семейства RE-TM-B, имеющие микроскопический масштаб и заданную форму [1]. В работе были исследованы магнитные свойства микрополосок PrDyFeCoB, полученных методом спиннингования. При изменении магнитного поля в диапазоне от -1 до 1 кЭ относительная намагниченность $M/M_{1\kappa}$, нормированная на ее значение в поле 1 кЭ, измерялась с помощью микроскопа на основе продольного эффекта Керра. Петля магнитного гистерезиса, называемого частичным гистерезисом, представлена на рис. 1.



Рис. 1. Частичная петля магнитного гистерезиса микрополоски PrDyFeCoB. На врезках показаны оптические фотографии доменов в поляризованном свете микроскопа на основе эффекта Керра в магнитных полях +50 (а), -5 (б), -50 (в) и +15 (г) Э.

Таким образом, природа наблюдаемого перемагничивания связана с включениями *a*-Fe при комнатной температуре. Полосовые домены возникают при превышении константы анизотропии первого порядка над энергией анизотропии формы магнита: $K_1 > 2pM_s^2$. Наличие полосовых доменов означает, что в микрополосках PrDyFeCoB, полученных методом спиннингования, доля аморфной фазы невелика.

Работа выполнена при поддержке программы Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН FFSG-2024-0009.

Литература

1. Wang N., Bowers B.J., Arnold D.P. Wax-bonded NdFeB micromagnets for microelectromechanical systems applications // Journal of Applied Physics. 2008. Vol. 103. P. 07E109.

СИНТЕЗ КОМПОЗИТОВ ПОЛУПРОВОДНИК-ФЕРРОМАГНЕТИК НА ОСНОВЕ СИСТЕМ GaSb(InSb/AlSb)-MnSb КАК ПРЕКУРСОРЫ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МАГНИТОГРАНУЛИРОВАННОЙ СТРУКТУРЫ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ И МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

Джалолиддинзода М.¹, Биктеев А.А.³, Маренкин С.Ф.^{1,2}

¹ НИТУ «МИСиС», Институт новых материалов, Москва, Россия ² Институт общей и неорганической химии им. Н.С.Курнакова РАН, Россия ³ НИЯУ «МИФИ», Москва, Россия,

E-mail: muhammad.9095@mail.ru

В качестве материалов спинтроники используют мультислои, образованные сочетанием нанослоев ферромагнетика и немагнетика [1]. В таких мультислоях имеют место эффекты гигантского магнетосопротивления (ГМС) и туннельного магнетосопротивления (ТМС). Мультислои получают методом молекулярной эпитаксии. Этот метод довольно ограничен и трудоемок. Поэтому большое внимание уделяется гранулированным структурам, которые рассматривается как альтернатива мультислоев. Для гранулированных структур так же характерны эффекты ГМС и ТМС [2]. Гранулированные структуры могут быть получены более распространёнными методами, в частности лазерной абляцией или магнетронного распыления и другими. В качестве прекурсоров в этих методах используют композиты, состоящие из однородно распределенного ферромагнетика в немагнитной матрице [3]. Равномерное распределение фаз в композитах связано в том числе с их дисперсностью.

С целью изучения влияния дисперсности на свойства композитов для начала были синтезированы эвтектический и за эвтектический составы системы GaSb-MnSb с разной скоростью охлаждения. Синтез композитов был проведен из высокочистых элементов Al, Ga, In и Sb с общим содержанием примесей 10⁻⁴ масс.%. Перед синтезом Mn был подвергнут дополнительной очистке, пересублимацией в вакууме. В качестве материалов ампулы выбрали кварцевые стекла. Получение образцов проводили вакуумноампульным методом при температурах 840 °C. Идентификацию образцов осуществляли с помощью рентгенофазового, дифференциально-термического (РФА, ДТА) и микроструктурного анализа. На рис.1, 2 соответственно, представлены результаты РФА и данные микроструктурного анализа.



Рис. 1 (а) Рентгенограмма образца состава 59 мол% GaSb – 41 мол% MnSb: (I) $v_{(0x\pi)} = 0.1$ о/с, (II) $v_{(0x\pi)} = 60$ °/с.; (б) увеличенный фрагмент в области 40 град. 20



Рис. 2 (а, б) Микроструктуры образцов состава 59 мол% GaSb – 41 мол% MnSb: а) при $v_{(0xn)}$ =0.1 °/c б) при $v_{(0xn)}$ = 60 °/c

Полученные данные подтверждают, что образцы состоят из двух фаз, антимонид галлия (GaSb) и антимонид марганца (MnSb). С увеличением скорости кристаллизации наблюдалось уменьшение размеров фаз с более их равномерным распределением. Это представляет интерес при использовнии полученных композитов как прекурсоры для создания магнитогранулированных структур с помощью магнетронного распыления и лазерной абляции.

Данная работа финансируется грантом РНФ 21-73-20220.

Литература

1. Iqbal M.Z., Qureshi N.A., Hussain G. Recent advancements in 2D-materials interface based magnetic junctions for spintronics // J. Magn. Magn. Mat. 2018. V. 457. P. 110-125.

2. С. Ф. Маренкин, В. М. Трухан, С. В. Труханов, И. В. Федорченко, В. М. Новоторцев, Фазовые равновесия, электрические и магнитные свойства эвтектики системы GaSb–MnSb Журнал Неорганической Химии, 2013, Том 58, № 11, С. 1–6.

3. С.Ф. Маренкин, А.Д. Изотов, И.В. Федорченко, В.М. Новоторцев, Синтез магнитогранулированных структур в системах полупроводник-ферромагнетик, 2014.

НЕЛИНЕЙНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРАХ «НИКЕЛЬ/ШИРОКОЗОННЫЙ ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИК»

Джапаридзе М.В.

РТУ МИРЭА, НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства», Москва, Россия

*E-mail: dzhaparidze.m.v@*edu.mirea.ru

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект — изменение поляризации вещества под действием магнитного поля [1]. Как правило, МЭ эффект исследуется в композитах, состоящих из магнитострикционного материала, деформирующегося под действием магнитного поля, и пьезоэлектрика, преобразующего эту деформацию в электрическое напряжение [2]. В последнее время в качестве пьезоэлектрика в МЭ структурах всё чаще используются широкозонные полупроводники: нитрид алюминия (AlN), нитрид галлия (GaN) и оксид галлия (Ga₂O₃). Преимуществами этих материалов являются большое отношение пьезомодуля к диэлектрической проницаемости d/ε и совместимость с полупроводниковыми технологиями [3-4].

Напряжение *u*, возникающее под действием прямого МЭ эффекта, пропорционально пьезомодулю d_{31} пьезоэлектрика и магнитострикции $\lambda(\check{H})$:

$$= Ad_{21}\lambda(H)$$

где А — коэффициент пропорциональности.

Для наблюдения МЭ эффекта структуру, как правило, помещают в постоянное подмагничивающее поле H и возбуждают гармоническим полем с амплитудой h и частотой f. Таким образом,

$$\overline{H} = H + h \cdot \cos(2\pi ft) \tag{2}$$

В этом случае выражение для магнитострикции $\lambda(H)$ можно разложить в ряд Тейлора в окрестности точки *H*. Подставив полученное выражение в (1) и выполнив ряд тригонометрических преобразований, можно получить

$$u(t) = \sum_{k=0}^{\infty} u_k \cos(2\pi k f t) = u_0 + u_1 \cos(2\pi f t) + u_2 \cos(4\pi f t) + \cdots$$
(3)

где u_k — амплитуды k-х гармоник МЭ напряжения, каждая из которых пропорциональная k-ой производной магнитострикции по полю и h^k .

Данная работа посвящена моделированию высших гармоник МЭ эффекта методом конечных элементов в программном пакете COMSOL Multiphysics.



Рис. 1. Схематическое изображение исследуемого образца

Схематическое изображение моделируемого композита приведено на рис. 1. в качестве пьезополупроводника использовались AlN, GaN и Ga₂O₃. Предполагалось, что композит закреплён в точках A и Б, а магнитное поле направлено вдоль оси X. При расчёте значение *H* изменялось в диапазоне (0 – 1800) Э с шагом 2 Э, а *h* — в диапазоне (0 – 4) Э с шагом 1 Э. Компьютерный расчёт позволил получить данные о полевых и амплитудных зависимостях первых трёх гармоник МЭ напряжения.

На рис. 2(а) представлены зависимости второй гармоники МЭ напряжения от амплитуды переменного поля h при H = 32 Э, а на рис. 2(б) — зависимости третьей гармоники от амплитуды h при H = 648 Э. Из рисунка видно, что амплитуды обеих гармоник действительно пропорциональны соответствующим степеням h.



Для характеристики высших гармоник МЭ напряжения используется нелинейный МЭ коэффициент *а*_{*k*}, равный:

$$\alpha_k = \frac{u_k}{b \cdot h^k} \tag{4}$$

где *b* — толщина пьезополупроводника.

Табл. 1. Значения МЭ коэффициентов исследуемых структур

	Показатель		
Структура	α_2 , MB/(cm· \Im^2)	α_3 , HB/(cm· Θ^3)	
Ni/AlN	0,44	9,8	
Ni/GaN	0,53	12,16	
Ni/Ga ₂ O ₃	0,27	5,82	

Значения МЭ коэффициентов для второй и третьей гармоник приведены в табл. 1. Из неё следует, что наилучшими МЭ свойства обладал композит на основе GaN, следовательно, он имеет наибольшие перспективы применения в науке и технике.

Работа выполнена при поддержке гранта 19-79-10128-П. Автор также выражает благодарность своему научному руководителю — д-ру физ.-мат. наук, проф. Л.Ю. Фетисову

Литература

1. Калгин А.В. и др. Магнитоэлектрический эффект: история, современное состояние исследований и перспективы применения // Альт. Энергетика и экология. 2013. № 03/2 (122). с. 49-63.

2. Федулов Ф.А. и др. Магнитоэлектрический эффект в двухслойных полосковых и периодических гетероструктурах никель – цирконат-титанат свинца // РТЖ. 2022. № 10(3). с. 64-73.

3. Guo S.-D., Du H.-M. Piezoelectric properties of Ga_2O_3 : a first-principle study. // The Europian Physical Journal B. 2020. v. 93(7). p. 1-5.

4. Zoino S. et al. Ab initio investigations of two-dimensional carrier gas at interfaces in GaN/AlN and GaN/AlN/Al₂O₃ heterostructures. // Journal of Applied Physics. 2023. v. 134. p. 155304.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВРЕМЕНИ И СРЕДЫ РАЗМОЛА НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АНИЗОТРОПНЫХ ПОРОШКОВ Nd-Fe-B, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ HDDR

Иванов И.А.

Уральский ФУ им. первого президента России Б.Н. Ельцина, ИЕНиМ, Екатеринбург, Россия

E-mail: ilya.ivanov@urfu.ru

Процесс hydrogenation-disproportionation-desorption-recombination (HDDR) был открыт в 1989 г. японцами Такешитой и Накаямой, экспериментировавшими с гидрированием (p = 100 кПа) сплава Nd-Fe-B в области высоких температур (700 °C – 900 °C) [1]. На данный момент различные модификации данной технологии рассматриваются как эффективный способ «чистой» переработки отработавших постоянных магнитов и получения высококоэрцитивных порошков [2, 3].

В основе процесса лежит термодинамическая нестабильности гидрида Nd₂Fe₁₄BH_x в области температур T > 650 °C [2, 3], где становится возможной диффузия тяжелых атомов на длинные (относительно межатомных) расстояния, в силу чего происходит распад (диспропорционирование) на более стабильные в данных условиях фазы:

$$Nd_{2}Fe_{14}B + (x \pm 2)H_{2} \leftrightarrow 2NdH_{x \pm 2} + 12Fe + Fe_{2}B \pm \Delta H,$$
(1)

где x – параметр, определяющийся условиями проведения процесса (температура и давление водорода), фактически, характеризирует атомное процентное содержание водорода в междоузлиях решётки Nd (твёрдый раствор внедрения); ΔH – изменение энтальпии. Причём реакция поглощения водорода из-за расширения кристаллических решёток сопровождается растрескиванием исходного сплава до состояния близкого к порошкообразному [2].

В ходе обратной реакции, при вакуумировании системы, происходит десорбция водорода, в результате чего рекомбинирует фаза $Nd_2Fe_{14}B$. Образующиеся порошинки представляют из себя кластеры: субмикронные и наноразмерные зёрна основной фазы (~ 0,3 мкм), разделённые между собой тонкой (~ 2 нм) Nd-обогащённой парамагнитной прослойкой, обеспечивающей их магнитную изоляцию [2, 3]. Для получения анизотропных порошков реакцию (1) проводят в термодинамически неравновесных условиях [2], что способствует сохранению метастабильных наноразмерных зародышей основной фазы.

В данной работе установлены зависимости магнитных свойств HDDR-порошков от времени и среды размола (этиловый спирт, химически чистый ацетон, гексан). В качестве сырья используется сплав Nd-Fe-B с 33 % масс. Nd, гомогенизированный при температуре 1000 °C в течение 24 часов. Гидрирование проводится по методу s-HDDR [2], позволяющему получать анизотропные порошки без излишнего охрупчивания исходного сплава. Параметры процесса подобраны эмпирически. Измерение предельных петель магнитного гистерезиса производилось на измерительном комплекс PPMS DynaCool, оборудованным модулем VSM, в магнитном поле H = 90 кЭ.

Показано, что вид жидкости, в которой проводились размолы, не оказывает принципиального влияния на величину коэрцитивной силы.

Показано, что, в отличии от бысторазакалённых сплавов Nd-Fe-B, для HDDR-порошков характерно резкое снижение коэрцитивной силы с увеличением времени размола. Данный факт частично может быть объяснён накоплением поверхностных дефектов, нанесением сколов, повышением шероховатости зёрен, однако, при этом, открытым остаётся вопрос о механизмах перемагничивания HDDR-порошков, изучение которых станет продолжением этой работы.

За помощь в проведении исследований и интерпретацию их результатов авторы выражают благодарность доц. кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов ИЕ-НиМ УрФУ, к. ф.-м. н. Волегову А.С., с.н.с. лаборатории ферромагнитных сплавов ИФМ УрО РАН, к. ф.-м.н. Протасову А.В., а также с.н.с. отдела магнетизма твёрдых тел НИИ ФПМ ИЕНиМ УрФУ Андрееву С.В.

Литература

1. T. Takeshita and R. Nakayama, "Magnetic properties and microstructures of the NdFeB magnet powder produced by hydrogen treatment," Proceedings of the 10th International Workshop on Rare-Earth Magnets and Their Applications, Kyoto, Japan, pp. 551, 1989.

2. Poenaru I. et al. HDDR as advanced processing method and recycling technology to address the rare-earth resource criticality in high performance Nd2Fe14B magnets production //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. -2023. - C. 170777.

3. Habibzadeh A., Kucuker M. A., Gökelma M. Review on the Parameters of Recycling NdFeB Magnets via a Hydrogenation Process //ACS omega. – 2023.

АНОМАЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПЛАНАРНОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА В СИСТЕМЕ NiFe/Ta/IrMn

Кашин С.Н.¹, Бахметьев М.В.^{1,2}, Иванченко Г.А.², Моргунов Р.Б.^{1,2}

¹ФИЦ проблем хим. физики и мед. химии РАН, Черноголовка, Россия ²Первый МГМУ имени И.М. Сеченова, Москва, Россия

E-mail: bakhmetiev.maxim@gmail.com

Взаимосвязь магнитных состояний и электрического тока в антиферромагнетиках и явления, вызванные ею, имеют чрезвычайно важное значение в антиферромагнитной спинтронике [1]. Эта область претендует на развитие приборов, значительно более быстродействующих и энергономичных по сравнению с приборами ферромагнитной спинтроники. Отсутствие макроскопической намагниченности и терагерцовая спиновая динамика в устройствах антиферромагнитной спинтроники дают существенные преимущества структурам ферро-/антиферромагнетик (ФМ/АФМ). Магнитная анизотропия, намагниченность и другие свойства ФМ-слоя могут существенно изменяться при изменении магнитного упорядочения в соседнем АФМ-слое под действием спинполяризованного электрического тока [2]. В работе исследуются структуры NiFe/IrMn с немагнитными слоями Та и Си толщиной 0.2 нм, разделяющие интерфейс NiFe/IrMn. На рис. 1 представлены температурные зависимости поля обменного смещения $H_{\rm EX}$, полученные из полевых зависимостей напряжения планарного эффекта Холла при температурах в интервале от 2 до 300 К.



Рис. 1. Температурные зависимости $H_{\rm EX}$ для образцов NiFe/IrMn, NiFe/Cu/IrMn и NiFe/Ta/IrMn с толщиной спейсерного слоя Cu и Ta 0.2 nm

Спин-орбитальное взаимодействие в тантале усиливает обменное взаимодействие между NiFe и IrMn при понижении температуры, делая его выше по сравнению с взаимодействием в образцах с медью той же толщины и выше, чем при использовании структуры NiFe/IrMn. Медь играет роль «обменного изолятора» между NiFe и IrMn, а Та усиливает спин-орбитальный крутящий момент (Spin-orbit torque) в слое IrMn, что выражается в увеличении $H_{\rm EX}$ в 15 раз при температуре 2 К.

Работа выполнена на кафедре медицинской и биологической физики Сеченовского университета и при поддержке программы Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН FFSG-2024-0009.

Литература

1. Jungwirth T., Marti X., Wadley P., Wunderlich J. Antiferromagnetic spintronics // Nature Nanothechnology. 2016, V. 11, pp. 231-241.

2. Kang J., Rye J., Choi J.-G., Lee T., Park J., Lee S., Jang H., Jung Y.S., Kim K.-J., Park B.-G. Current-induced manipulation of exchange bias in IrMn/NiFe bilayer structures // Nature Communications, 2021, V. 12, p. 6420

ПОЛИМЕРНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КОМПОЗИТ METGLASS/PVDF C БИОМИМЕТИЧЕСКОЙ МИКРОСТРУКТУРОЙ

Колюшенков М.А.¹, Амиров А.А.²

¹МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия ²Научно-исследовательский центр «Курчатовский институт»

E-mail: koliushenkov.ma19@physics.msu.ru

В последние годы биоэлектронные интерфейсы активно разрабатываются как новый класс устройств для различных биомедицинских применений: от тераностики до фундаментальных исследований мозга. [1, 2] Возможность дистанционного управления электрическими свойствами таких устройств открывает новые перспективы для их применения и в нейронной стимуляции.

В целом, для устройства нейростимуляции существует несколько требований: оно должно быть биосовместимым, миниатюрным, неинвазивным и обеспечивать достаточную эффективность стимуляции электрическими импульсами. Из множества существующих способов стимуляции один из самых перспективных – это использование

композитных магнитоэлектрических (МЭ) микроимплантатов. Уникальные свойства таких композитов основаны на их мультиферроичной природе: электрическую поляризацию можно регулировать приложенным магнитным полем или наоборот. Использование пьезоэлектрического сополимера PVDF-TrFE и магнитострикционного Metglas позволяет обеспечить биосовместимость такого устройства и достаточную эффективность стимуляции [3].

Рассматриваемая здесь модель стимулятора имеет несколько особенностей: форма чипа с регулярной топографией (см. рис. 1а) позволяет с одной стороны уменьшить резонансную частоту такой системы по сравнению с отдельными микрочастицами, что имеет важное значение для применения таких устройств in vivo, с другой стороны сохраняется возможность точечной стимуляции клеток. Такая конструкция также делает поверхность стимулятора более биоадгезивной за счёт регулярных неоднородностей топографии.



Рис 1. а) внешний вид МЭ композита, состоящего из двух слоёв: пьезоэлектрического PVDF-TrFE (светлый) и магнитострикционного Metglas (тёмный). б) изображение изготовленного образца в оптический микроскоп

Образец, описанный выше, был изготовлен темплатным методом из сополимера PVDF-TrFE с использованием техники solvent casting [4]. Размер неровностей поверхности композита составил около 50 мкм. Изображение поверхности образца, полученное в оптический микроскоп, показано на рис. 1б. Для оценки резонансной частоты системы и возможного МЭ эффекта было проведено компьютерное моделирование в программном пакете COMSOL Multiphysics.

Полученные результаты свидетельствуют о снижении резонансной частоты данной системы по сравнению с отдельными композитными микрочастицами, а также о наличии МЭ эффекта достаточной величины для применения таких имплантатов в терапевтических и диагностических целях.

В качестве перспектив развития этой технологии возможна дальнейшая миниатюризация устройства, а также нахождение оптимальной формы поверхности для дальнейшего снижения резонансной частоты и увеличения эффективности стимуляции.

Литература

1. Apu E. H. et al. Biomedical applications of multifunctional magnetoelectric nanoparticles //Materials Chemistry Frontiers. -2022. -T. 6. -N 11. - C. 1368-1390.

2. Shi Y. et al. Recent development of implantable and flexible nerve electrodes //Smart Materials in Medicine. -2020. - T. 1. - C. 131-147.

3. Dinis H., Mendes P. M. A comprehensive review of powering methods used in state-of-the-art miniaturized implantable electronic devices //Biosensors and Bioelectronics. – 2021. – T. 172. – C. 112781.

4. Amirov A. et al. 3D printing of PLA/magnetic ferrite composites: effect of filler particles on magnetic properties of filament //Processes. $-2022. - T. 10. - N_{\odot}. 11. - C. 2412.$

ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ПАРАМЕТРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В FeRh СИСТЕМАХ

Комлев А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: alkomlev98@yandex.ru

Материалы, обладающие магнитными фазовыми переходами первого рода, с практической точки зрения являются интересными объектами для исследований. Калорические, магнитные и структурные свойства данных соединений значительно изменяются вблизи температуры фазового перехода. Сплавы, в которых наблюдаются данные эффекты, могут быть использованы для создания охлаждающих устройств, термомагнитных генераторов, различного рода датчиков и актюаторов [1]. Однако, процессы формирования и роста фазы в момент фазового перехода при нестационарном воздействии до сих пор до конца не изучены. Поэтому исследование процессов нуклеации, роста и объединения ферромагнитных кластеров в магнитокалорических материалах является ключевой задачей для построения теории фазовых переходов первого рода [2].

В соединениях на основе железа-родия с эквиатомным элементным составом наблюдается фазовый переход первого рода из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние. Помимо изменения магнитной структуры, кристаллическая решетка сплава увеличивается в объеме примерно на 1 % в момент фазового перехода. Создаваемые локальные напряжения влияют на процесс фазообразования [3]. Варьирование скорости нагрева или скорости изменения внешнего магнитного поля способно изменить процесс формирования локальных напряжений в образце, что в свою очередь изменяет поведение намагниченности при внешнем воздействии.

С целью описания экспериментальных результатов температурной зависимости намагниченности при фиксированной скорости нагрева была предложена соответствующая феноменологическая модель. Температурная зависимость намагниченности рассчитывалась на основе теории Бина и Родбелла [3] и теории фазовых переходов Ландау-Лившица [4]. В расчет добавлены параметры, при помощи которых была учтена скорость нагрева образца. Для этого свободная энергия магнетика была записана в следующем виде:

$$F = -MH + \frac{1}{2}\alpha(T - T_0\left(1 - \beta \frac{v - v_0}{v_0}\right))M^2 + \frac{1}{4}BM^4 + \frac{1}{6}CM^6 - Pv$$
(1)

где M – намагниченность, H – напряженность магнитного поля, T – температура, α – феноменологический параметр теории Ландау (константа), T_0 – температура фазового перехода недеформированной решетки, β – коэффициент пропорциональности между температурой фазового перехода и объемом кристаллической решетки, v – объем кристаллической решетки, v – объем кристаллической решетки, v – объем кристаллической решетки, высокотемпературной фазы, P – давление, B, C – коэффициенты теории Ландау, слабо зависящие от температуры (их температурной зависимостью можно пренебречь). Также учитывается тот факт, что $\frac{v-v_0}{v_0}$ является функцией, линейно зависящей от давления и квадратично от намагниченности. С целью учета конечной скорости нагрева образца было применено уравнение Ландау-Халатникова [5], которое позволяет описать нестационарный процесс изменения намагниченности:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\Gamma' \frac{\partial F}{\partial M} \tag{2}$$

где **Г**′ – кинетический коэффициент. Дифференциальное уравнение (2) решалось при помощи метода Рунге-Кутта 4-го порядка, расчеты проводились в написанной на C++ программе.

Автор надеется, что детальные исследования динамического поведения возникновения ферромагнитной фазы позволят усовершенствовать теорию фазовых переходов первого рода.

Автор благодарит фонд БАЗИС за стипендиальную поддержку. Автор выражает благодарность за поддержку гранта Минобрнауки России № 075-15-2021-1353. Работа выполнена при частичной поддержке М.В. Программа развития МГУ им. Ломоносова.

Литература

1. Dzekan D. et al. Efficient and affordable thermomagnetic materials for harvesting low grade waste heat // APL Materials. American Institute of Physics, 2021. Vol. 9, № 1. P. 011105.

2. Komlev A.S. et al. Ferromagnetic phase nucleation and its growth evolution in FeRh thin films // Journal of Alloys and Compounds. 2021. Vol. 874. P. 159924.

3. Rodbell D.S., Bean C.P. Some Magnetic First- Order Transitions // Journal of Applied Physics. American Institute of Physics, 1962. Vol. 33, № 3. P. 1037–1041.

4. Мушников Н.В. Магнетизм и магнитные фазовые переходы : учебное пособие. Издательство Уральского университета, 2017.

5. Costa R. et al. Landau theory-based relaxational modelling of first-order magnetic transition dynamics in magnetocaloric materials // J. Phys. D: Appl. Phys. 2023.

КАПИЛЛЯРНОЕ ДВИЖЕНИЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Д. В. Кононенко, А. Р. Закинян

Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия

E-mail: daria.emerald8@gmail.com

Капиллярный эффект является важной областью исследований, поскольку имеет множество применений в науке, промышленности и повседневной жизни. Исследования течения феррожидкости через пористые среды выявили некоторые новые особенности, связанные с возможностью воздействия внешних магнитных полей. Из-за малого размера дисперсных частиц феррожидкость может протекать через пористые среды под действием гравитационных сил, градиентов давления, капиллярных и магнитных сил. Потоком феррожидкости можно управлять с помощью воздействия внешним магнитным полем и без прямого физического контакта.

В работе [2] была проанализирована стационарная высота феррожидкости в отдельном капилляре под действием однородного магнитного поля Влияние однородного магнитного поля на динамику подъема магнитной жидкости в вертикальном цилиндрическом капилляре было проанализировано в работе [1]. Капиллярный подъем феррожидкости под воздействием неоднородного магнитного поля, создающего объемную силу, изучался в работе [3].

Представленная здесь работа расширяет предыдущие работы, рассматривая динамику капиллярного подъема феррожидкости в пористых средах под действием однородных магнитных полей. Исследования были проведены с использованием визуальных методов наблюдения для регистрации движения фронта смачивания. На рис.1 и рис. 2 представлены исследования капиллярного движения магнитной жидкости в пористых средах (рис. 1, рис. 2). Показано, что магнитное поле может замедлять, а также ускорять процесс капиллярного движения в зависимости от ориентации магнитного поля. Магнитное поле также влияет на величину высоты максимального поднятия магнитной жидкости.



Рис. 1. Динамика капиллярного поднятия магнитной жидкости в образце ткани при различных величинах магнитного поля - H||g.



Рис. 2. Динамика капиллярного поднятия магнитной жидкости в образце ткани при различных величинах магнитного поля - Н⊥g (направлено вдоль поверхности образца).

Источники и литература

1. Bashtovoi V., Bossis G., Kuzhir P., Reks A. Magnetic field effect on capillary rise of magnetic fluids. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. Vol. 289. P. 376–378.

2. Bashtovoi V., Kuzhir P., Reks A. Capillary ascension of magnetic fluids // J. Magn. Magn. Mater 2002. Vol. 252. P. 265–267.

3. Zakinyan A., Dikansky Y., Grunenko V., Mkrtchyan L. Ferrofluid capillary rise in porous medium under the action of nonuniform magnetic field // J. Fluids Eng. 2017. Vol. 139. 011204.

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЯ Gd_{0.33}Dy_{0.33}Y_{0.33}Ni

Курганская А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия E-mail: kurganskaia.aa17@physics.msu.ru

Характерными особенностями редкоземельных интерметаллических соединений с общей формулой RNi (где R — редкоземельный элемент (РЗЭ) или его аналоги) являются низкотемпературный ферромагнетизм (для легких РЗЭ) или ферримагнетизм (для тяжелых РЗЭ), а также значительный по величине магнитокалорический эффект (МКЭ) вблизи температуры магнитного упорядочения (температуры Кюри (T_C)), которая для большинства соединений находится в области близкой к температуре кипения жидкого азота. Данный факт открывает новые возможности для использования МКЭ для получения, хранения и транспортировки жидкого азота и других природных газов. Одним из эффективных направлений получения новых функциональных магнитокалорических материалов на основе соединений RNi считается замещение в редкоземельной подрешетке или в подрешетке Ni. Подобное замещение помогает управлять температурой Кюри, намагниченностью насыщения, константами магнитокристаллической анизотропии, а также изменением магнитной части энтропии (величиной МКЭ) [1]. Кроме того, подобные исследования могут быть полезны при проектировании средне- или высокоэнтропийных сплавов, из-за всё возрастающего интереса к пониманию не только их магнитных, но и повышенных механических свойств.

Целью данной работы было исследование магнитных и магнитотепловых свойств многокомпонентного соединения $Gd_{0.33}Dy_{0.33}Y_{0.33}Ni$.

Соединение Gd_{0.33}Dy_{0.33}Y_{0.33}Ni было получено из высокочистых исходных элементов с помощью плавки в лабораторной электродуговой печи в защитной атмосфере аргона на медном водоохлаждаемом поду с последующим изотермическим отжигом.

Измерение полевых зависимостей намагниченности образца проводилось на стандартном оборудовании PPMS-9 в магнитных полях до 7 Тл в широком диапазоне температур от 2 до 270 К. Температура Кюри определялась двумя способами. Во-первых, с помощью анализа производной температурной зависимости намагниченности M(T). Во-вторых, с помощью анализа кривых Белова-Аррота (см. таблицу 1).

В данной работе магнитокалорический эффект оценивался косвенным методом. Изменение магнитной части энтропии ΔS_M было рассчитано по экспериментально полученным полевым зависимостям намагниченности M(H) с использованием соотношения Максвелла (подробное описание методики можно найти в работе [2]):

$$\Delta S_{\rm M} = \int_{0}^{H} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{H} dH \tag{1}$$

Было установлено, что соединение $Gd_{0.33}Dy_{0.33}Y_{0.33}Ni$ в области комнатных температур находится в парамагнитном состоянии, а при охлаждении испытывает фазовый переход в магнитоупорядоченное состояние. Температура Кюри исследованного соединения составляет 60 К (по методу Белова-Аррота), причём приложение внешнего магнитного поля приводит к сдвигу T_C в сторону более высоких температур. Температура достижения максимума магнитокалорического эффекта T_{max} находится в близи температуры Кюри. Анализ формы кривых Белова-Аррота свидетельствует о магнитном фазовом переходе втором роде.

Величина магнитокалорического эффекта растёт с увеличением магнитного поля. При этом обнаружено, что в исследованном диапазоне магнитных полей не наблюдается тенденции к насыщению МКЭ. Максимальное значение изменение магнитной части энтропии достигается при температуре 68 К и составляет приблизительно 11 Дж/(К*кг) при изменении внешнего магнитного поля от 0 до 7 Тл.

Состав	Τ _С , К	Т _С , К	T _{max} , K	-ΔS _M ,	
	(по методу	(из миниму-	(ИЗ	Дж/(К*кг) (при	
	Белова-	ма dM/dT при	$\Delta S_{M}(T)$ при	$\mu_0 \Delta H = 7 T_{\pi}$	
	Аррота)	$\mu_0 H = 1 T_{\pi}$	$\mu_0 \Delta H = 7 T_{\pi}$		
Gd _{0.33} Dy _{0.33} Y ₀	60	66	68	10.9	
.33Ni					

Таблица 1. Магнитные и магнитотепловые характеристики соединения Gd_{0.33}Dy_{0.33}Y_{0.33}Ni

Кроме того, в данной работе была определена парамагнитная температура Кюри, а также эффективный магнитный момент, приходящийся на формульную единицу многокомпонентного соединения Gd_{0.33}Dy_{0.33}Y_{0.33}Ni. Найдено, что основной вклад в магнитный момент дает редкоземельная подрешетка.

В работе [3] были исследованы магнитные и магнитотепловые свойства соединений (Gd_{1-x}Dy_x)Ni (x = 0.1; 0.9). Сравнение полученных результатов с известными литературными данными показывает, что новый состав Gd_{0.33}Dy_{0.33}Y_{0.33}Ni демонстрирует в области слабых магнитных полей (от 0 до 0.4 Tл) более высокие значения МКЭ, чем состав Gd_{0.1}Dy_{0.9}Ni, благодаря уменьшению содержания высокоанизотропного трехвалентного иона диспрозия.

Как результат, получение новых соединений со сложными замещениями в одной из магнитных подрешеток (в данном случае, редкоземельной) дает возможность улучшить отдельные функциональные характеристики (восприимчивость МКЭ), что является крайне привлекательным для использования данных материалов на практике.

Литература

1. Abhaya Prasada Mohapatra, J. Arout Chelvane, A. V. Morozkin, S. Ramaprabhu, R. Nirmala; On the magnetic and magnetocaloric properties of rare earth intermetallic compound $Tb_{0.33}Ho_{0.33}Er_{0.33}Ni$. AIP Advances, 2023; 13 (2): 025011. <u>https://doi.org/10.1063/9.0000536</u>

2. I.S. Tereshina, A.Yu. Karpenkov, A.A. Kurganskaya, V.B. Chzhan, S.A. Lushnikov, V.N. Verbetsky, E.S. Kozlyakova, A.N. Vasiliev, Effects of composition variation and hydrogenation on magnetocaloric properties of the $(Gd_{1-x}Tb_x)Ni$ (x = 0.1; 0.9) compounds, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2023, V.574, 170693, https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2023.170693.

3. V.B. Chzhan, A.A. Kurganskaya, I.S. Tereshina, A. Yu Karpenkov, I.A. Ovchenkova, E.A. Tereshina-Chitrova, A.V. Andreev, D.I. Gorbunov, S.A. Lushnikov, V.N. Verbetsky, Influence of interstitial and substitutional atoms on magnetocaloric effects in RNi compounds, Materials Chemistry and Physics, 2021, V. 264,124455, https://doi.org/10.1016/j.matchemphys.2021.124455.

МАНИПУЛЯТОР НА ОСНОВЕ МАГНИТНО-БИСТАБИЛЬНЫХ МИКРОИГЛ

Дворецкая Е.В.^{1,2}, Лобанова Н.Р.², Терехов И.И.², Моргунов Р.Б.^{1,2}

¹ФИЦ проблем хим. физики и мед. химии РАН, Черноголовка, Россия ²Первый МГМУ имени И.М. Сеченова, Москва, Россия

E-mail: dvoretskaya95@yandex.ru

Магнитный манипулятор представляет собой устройство, создающее сильно неоднородное магнитное поле, способное к захвату, удержанию и перемещению ферромагнитных частиц и магнитомеченных клеток, что позволяет избежать интенсивного облучения и механического воздействия, которое неизбежно приводило бы к деградации биологических объектов [1]. Разработка магнитных манипуляторов является актуальной задачей медицинской и биологической спинтроники. Разработка магнитного манипулятора включает в себя: 1) подбор магнитного материала, обладающего биологической совместимостью и необходимыми магнитными характеристиками; 2) заострение формы конца микропровода для концентрации магнитной силы; 3) оптимизацию процесса захвата/отсоединения ферромагнитных микрочастиц и меченных ими биообъектов.

В работе методом селективного травления в кислоте HNO_3 , а также в смесях кислот $HNO_3 + HCl$ и $H_2SO_4 + HNO_3$ из цилиндрических микропроводов α -Fe/DyPrFeCoB созданы микроиглы (рис.1а). Микропровода на основе редкоземельных и переходных металлов характеризуются прямоугольной петли гистерезиса (рис.1б) с узким полем переключения (20 – 100 Oe) в широком диапазоне температур (150 – 300 K), низкой намагниченностью насыщения, а также возможностью вариации фазового состава и соответственно магнитной силы, необходимой для захвата/отсоединения магнитных микро-и наночастиц.



Рис.1. (а) Изображение микроиглы α-Fe/DyPrFeCoB, полученное в сканирующем электронном микроскопе. (б) Петля магнитного гистерезиса микропровода α-Fe/DyPrFeCoB, ориентированного параллельно внешнему магнитному полю СКВИД-магнитометра. (в) Магнито-оптическое изображение микроиглы α-Fe/DyPrFeCoB, полученное методом магнито-оптических индикаторных пленок (темные и светлые области характеризуются разноименно направленной намагниченностью).

Параболическое острие микроиглы выступает в качестве концентратора магнитного потока (рис.1в), что усиливает силу притяжения частиц. Магнитная сила одиночной микроиглы составляет до 880 pN, что дает возможность захватывать и удерживать микрочастицу DyPrFeCoB размером 1 mkm в области ~ 5 mkm. Градиент магнитного поля до ~ 3.5×10^5 T/m, создаваемый на конце микроиглы, достаточен для воздействия на биологические процессы внутри клеток даже без магнитных меток. Наличие ферромагнитного ядра α -Fe и ферромагнитной аморфной оболочки DyPrFeCoB позволяет использовать четыре магнитных состояния, переключаемых внешним однородным магнитным полем ~ 0.1-2 kA/m, для контролируемого захвата/отсоединения микрочастиц.

Работа выполнена на кафедре медицинской и биологической физики Сеченовского университета и при поддержке программы Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН FFSG-2024-0009.

Литература

1. Sarkar R., Rybenkov V.V. A Guide to Magnetic Tweezers and Their Applications // Frontiers in Physics. 2016. V. 4. № 48. P. 20.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ СПЛАВА La(Fe,Si)₁₃ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НЕСКОЛЬКИХ ОБОБЩЁННЫХ СИЛ: ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Макарьин Р.А¹, Железный М.В.^{1,2}

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия ²НИТУ «МИСиС», Москва, Россия

E-mail: makarin.ra16@physics.msu.ru

В последние десятилетия было предложено множество альтернативных систем охлаждения, включая магнитокалорические холодильники. Один из подходов, направленных на точное управление температурой Кюри и повышение эффективности цикла, заключается в использовании мультистимульных материалов. Это подразумевает использование нескольких обобщенных сил вблизи магнитоструктурного фазового перехода.

Целью данной работы было разработать феноменологическую модель метамагнитного фазового перехода первого рода в приближении локализованных моментов для сплавов La(Fe,Si)13 с учетом кинетических эффектов. Для достижения этой цели мы пересмотрели влияние фононов на термодинамический потенциал Гиббса, исключив интегралы Дебая следующим способом:

$$G_{\rm ph}(\omega,T) \approx const + \frac{\omega^2}{2k_0} + \frac{3}{2}n_{ph}k_BT_D(\omega) + 3n_{ph}k_BT\ln\left(1 - e^{-\frac{T_D(\omega)}{T}}\right),$$

где ω – относительное изменение объема, $T_D(\omega)$ – температура Дебая, для которой

справедливо
$$\left(\frac{\partial T_{D}(\omega)}{\partial \omega}\right) \approx -\gamma_{0} \frac{T_{D}(\omega)}{(1+\omega)}, \gamma_{0}$$
 – параметр Грюнайзена.

С тем, чтобы учесть адиабатические условия, в которых предполагается использовать хладагенты, мы учли зависимость параметров гистерезиса от скорости нарастания магнитного поля для образцов La(Fe,Si)13 в изотермических условиях, а также изменение температуры рабочего тела:

$$\left(\frac{dM}{dt}\right) = -\Gamma\left(\frac{dF}{dM}\right)_{p,H,T}$$

где *F* – свободная энергия Гельмгольца, Г – кинетический коэффициент. На каждом новом шаге расчета устанавливалось значение поля $H_n = H_0 \pm n\Delta H$ (ΔH – шаг по полю при увеличении/уменьшении поля) и значение температуры $T_n = T_0 \pm n \left(\frac{\partial \Delta T}{\partial H}\right)$, где $\left(\frac{\partial \Delta T}{\partial H}\right)$ находится из экспериментальной зависимости ΔT_{ad} vs H.

Литература

1. Rui M Costa et al., Landau theory-based relaxational modeling of first-order magnetic transition dynamics in magnetocaloric materials., 2023 J. Phys. D: Appl. Phys. 56 155001

СЛОИСТЫЕ МУЛЬТИФЕРРОИКИ НА ОСНОВЕ ПЬЕЗОПОЛИМЕРОВ И МАГНИТНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ

Малиновский Д.

МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: <u>qpalzm10779@gmail.com</u>

Магнитоэлектрические материалы и связанные с ними эффекты на данный момент являются одним из приоритетных направлений научных исследований. Магнитоэлектрический эффект возникает в материалах, где происходит взаимодействие между электрическими и магнитными подсистемами. Это открывает возможность для управления магнитными свойствами материалов за счет электрического поля или наоборот.

Класс материалов, проявляющих магнитоэлектрические свойства, очень разнообразен. В настоящее время выделяют две основные группы мультиферроидных материалов: однофазные и многофазные мультиферроики. Однофазные мультиферроики в свою очередь делятся на мультиферроики 1 и 2 типа. Мультиферроики 1 типа характеризуются слабой магнитоэлектрической связью, а мультиферроики 2 типа обладают сильным магнитоэлектрическим взаимодействием, что приводит к образованию неколлинеарных спиновых структур.

Композиционные материалы состоят из магнитной и пьезоэлектрической подсистем, что позволяет управлять электрической поляризацией через магнитное или электрическое поле. Интерес к высокотемпературным магнитоэлектрическим материалам, проявляющим магнитоэлектрические свойства при комнатных температурах, обусловлен технологической необходимостью. На данный момент такие материалы представлены ограниченным списком, что делает их интересным объектом для исследований и практического применения в различных устройствах.

Целью данной работы является: исследование магнитоэлектрических свойств композиционных материалов, для этого двукомпонентные плёнки, состоящие из производственных PVDF-плёнок и магнитных эластомеров с различными массовыми долями и магнитной ориентацией частиц железа, помещались в переменные магнитные поля различных частот и напряжений.

В процессе работы были получены зависимости напряжений на PVDF плёнки от частот магнитного поля в промежутке от 1 -240 Гц. у различных образцов и на одном образце при различных напряжениях на катушке, создающей магнитное поле.

Результаты показали: что в динамических магнитных полях наблюдаются кратные частоты; зависимость магнитоэлектрического эффекта от массовой доли магнитных частиц в образце, от их ориентации.

Литература

1. Бухараев, А.А. Стрейнтроника — новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах / А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов //УФН. – 2018. – Т. 188. – С. 1288-1330

2. Alameh Z. Emergent Magnetoelectricity in Soft Materials, Instability, and Wireless Energy Harvesting. / Alameh, Z.; Yang, S.; Deng, Q.; Sharma, P. Soft Matter 2018, 14, 5856–5868. [CrossRef]

3. Chen F. Large zero-bias field magnetoelectric effect in YFeO3-Y3Fe5O12 composites F. Chen; Z. Zhang; X. Wang; J. Ouyang; Z. Feng; Y. Chen; V. G. Harris 2015 IEEE International Magnetics Conference (INTERMAG)

4. Hur, N. Electric polarization reversal and memory in a multiferroic material induced by magnetic fields / N. Hur, S. Park, P. Sharma, J. Ahn, S. Guha, and S. Cheong. // Nature. – 2004. – V. 429. – P. 392–395.

5. Jia, T. Domain switching in single-phase multiferroics / T. Jia, Z. Cheng, H. Zhao, H. Kimura // Appl. Phys. Rev. – 2018. – V. 5. – P. 021102 (24).

6. Khomskii, D. Classifying multiferroics: Mechanisms and effects / D. Khomskii // Physics. – 2009. - V. 2. - P. 1 - 8.

7. Nan T. Acoustically actuated ultra-compact NEMS magnetoelectric antennas T Nan, H Lin, Y Gao, A Matyushov, G Yu, H Chen, N Sun, S Wei, Z Wang, ... Nature communications 8 (1), 296

8. Rambausek, M. Analytical Estimation of Non-Local Deformation-Mediated Magneto-Electric Coupling in Soft Composites. / Rambausek, M.; Keip, M.-A./ Proc. R. Soc. Math. Phys. Eng. Sci. 2018, 474, 20170803. [CrossRef] [PubMed]

9. Wang, J. Multiferroic Materials: Properties, Techniques, and Applications/ J. Wang, // Boca Raton, FL: CRC Press, Taylor & Francis Group. Series: Series in Materials Science and Engineering, 2017. - 392 p.

10. Wang, K.F. Multiferroicity: the coupling between magnetic and polarization orders /K.F. Wang, J.-M. Liu, Z.F. Ren // Adv. Phys. – 2009. – Vol. 58. – P. 321-448.

11. Zhang, X. Liquid Metal Based Stretchable Magnetoelectric Films and Their Capacity for Mechanoelectrical Conversion. / Zhang, X.; Ai, J.; Ma, Z.; Yin, Y.; Zou, R.; Su, B. / Adv. Funct. Mater. 2020, 30, 2003680. [CrossRef]

ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТОВ (Sm,Zr)Fe₁₁Ti, ИЗГОТОВЛЕННЫХ МЕТОДОМ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ

Мальцева В.Е., Голубятникова А.А., Шалагинов А.Н., Иванов И.А., Говорина В.В.

Уральский ФУ им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

viktoria.maltseva@urfu.ru

Аддитивное производство – перспективный метод создания новых функциональных материалов, например, постоянных магнитов. Поскольку соединения $Sm(Fe,T)_{12}$ имеют более высокую температурную стабильность чем у $Nd_2Fe_{14}B$, использование органического связующего с низкой температурой деградации в аддитивном производстве нецелесообразно. Селективное лазерное плавление (СЛМ) считается перспективным методом для производства постоянных магнитов и успешно применяется в производстве постоянных магнитов Nd-Fe-B и Sm-Co. Одной из существенных проблем этой технологии является то, что все основные процессы печати, влияющие на структуру и свойства магнитов, являются неравновесными. Скорость охлаждения расплава в процессе СЛМ ниже, чем при спиннинговании расплава. Для создания высококоэрцитивного состояния магнитов режим аддитивного производства может быть настроен таким образом, чтобы обеспечить минимальные изменения в структуре и коэрцитивной силе образцов. Поэтому в данной работе рассматриваются два метода аддитивного производства однослойных образцов, т.е. из порошка основной фазы SmFe₁₁Ti и из смеси основной фазы и низкоплавкой добавки.

Целью данной работы является доказательство концепции производства методом СЛМ объемных постоянных магнитов из Sm(Fe,Ti)₁₂. В докладе будет рассказано о способах получения, режимах процесса 3D-печати, а также о полученных результатах магнитных гистерезисных свойств образцов.

Авторы выражают благодарность Андрееву С.В., Незнахину Д.С. и Волегову А.С. за помощь в синтезе сплавов, проведении измерений и обсуждении полученных результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-10104.

МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ И ГИСТЕРЕЗИС КВАЗИБИНАРНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ GdC05-xCux

Митина Е.Б.

Тверской ГУ, физико-технический факультет, Тверь, Россия

e-mail: mitina.katyunya.01@mail.ru

Квазибинарные соединения типа $GdCo_{5-x}Cu_x$ характеризуются гексагональной кристаллической структурой и ферримагнитным упорядочением. Легирование сплавов гадолинием используется как способ повышения температурной стабильности магнитных характеристик редкоземельных интерметаллидов. Целью данной работы было проведение измерений и анализа данных магнитных измерений, выполненных методом вибрационного магнитометра на соединениях $GdCo_{5-x}Cu_x$. Измерения проводились вдоль оси легкого намагничивания на образцах сферической формы в диапазоне температур 300-600 К (рис.1). Исходные сплавы, были получены методом индукционной плавки с последующим отжигом при температуре 1100°С в течение 5 часов. В работе проводится анализ петель гистерезиса и временных зависимостей удельной намагниченности образцов.



Рис. 1 Петли гистерезиса соединения GdCo₄Cu, измеренные вдоль оси легкого намагничивания при температурах 300-600 К.

Исследована микроструктура и магнитные свойства монокристаллов сплавов $GdCo_{5-x}Cu_x$ (x = 2,25; 3,0; 4,0) в состоянии после выплавки и после отжига. Данные электронно-микроскопических исследований и микроанализа показывают, что образцы после отжига характеризуются высокой степенью однородности микроструктуры, их состояние практически однофазное.

Образцы после отжига находятся в высококоэрцитивном состоянии. Коэрцитивная сила сплавов немонотонно зависит от содержания меди. Наибольшие значения H_c≈2,7 кЭ зафиксированы для сплава GdCo₄Cu. Измерены петли гистерезиса в интервале температур от 300 до 600 K и установлено, что коэрцитивная сила и намагниченность насыщения уменьшаются с увеличением температуры.

Исследовано влияние отрицательного магнитного поля, близкого по величине к коэрцитивной силе, на время скачка намагниченности в образцах сплава GdCo₄Cu. Установлено, что при уменьшении значения отрицательного поля время скачка намагниченности увеличивается в большей степени на исходных образцах по сравнению с отожженными. В поле, равном коэрцитивной силе, скачок намагниченности происходит практически мгновенно.

СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ *NV* ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ 6H-SiC

Мурзаханов Ф.Ф.¹, Садовникова М.А.¹, Шуртакова Д.В.¹, Мамин Г.В.¹, Казарова О.П.², Гафуров М.Р.¹

¹Казанский ФУ, Институт Физики, Казань, Россия ²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

E-mail: murzakhanov.fadis@yandex.ru

Одной из важных научно-технических задач в современном мире вычислительных технологий является создание квантового компьютера, который по своей производительности будет существенно превосходить действующие суперкомпьютеры. Ожидается, что квантовые компьютеры будут сосредоточены на решение крайне сложных задач в области космологии, медицины, физики конденсированного состояния, криптографии и аналитического прогнозирования. Создание надежной материальной платформы с определенным количеством квантовых битов (кубитов), необходимые для реализации квантовых алгоритмов и вычислений, является открытым вопросом, на решение которого направлены усилия многих научных лабораторий мира [1]. Среди предложенных вариантов, а именно ультрахолодные атомы и джозефсоновский сверхпроводящий контакт, особенно привлекательными выглядят центры окраски, благодаря своим уникальным спиновым, когерентным и оптическим свойствам. К таковым относится *NV* центр в алмазе, зарекомендовавший себя в качестве базовой единицы для квантовых технологий. Однако в последние годы особую конкуренцию данной системе составляют вакансионные центры в кристалле карбида кремния (SiC), обладающий бо́льшим технологическим достоинством, радиационной, температурной, механической стойкостью и лучшей интегрируемостью в существующую полупроводниковую технику и высокомощную электронику [2].

Дефект	g_{\perp}	g_{\parallel}	<i>D</i> (МГц)
NV_{k1k2}	2,0037	2,0045	1364
NV_{hh}	2,0035	2,0045	1332
NV_{k2k1}	2,0036	2,0045	1284

Таблица 1. Параметры спинового гамильтониан NV центров в 6H-SiC

В данной работе были исследованы отрицательно-заряженные азот-вакансионные *NV* центры в кристалле SiC политипа 6H. С помощью импульсной спектроскопии электронного парамагнитного резонанса в высокочастотном диапазоне для каждого неэквивалентного *NV* центра были получены компоненты спинового гамильтониана: *g*-фактор и расщепление (*zero-field splitting*, *D*) в нулевом магнитном поле (Таблица 1.). Показано, что оптическое возбуждение с $\lambda = 980$ нм ведет к спиновой поляризации с образованием инверсии населенности между уровнями с $M_S = 0$ и $M_S = 1$. Изучены механизмы спада (расфазировки) осцилляций Раби в зависимости от микроволновой мощности для двух разных частотных диапазонов спектрометра (9,6 ГГц и 94 ГГц). Определены времена спин-спиновой (60 мкс) и спин-решеточной (1,3 мс) релаксаций при температуре кристалла T = 150 K. Таким образом, проведена апробация *NV* центров в кристалле 6H-SiC в качестве кубита на основе электронного спина.

Работа была поддержана грантом Российского Научного Фонда № 24-22-00448.

Список литературы:

Awschalom D. D. et al. Quantum technologies with optically interfaced solid-state spins //Nature Photonics. $-2018. - T. 12. - N_{\odot}. 9. - C. 516-527.$

Von Bardeleben H. J. et al. NV centers in 3 C, 4 H, and 6 H silicon carbide: A variable platform for solid-state qubits and nanosensors //Physical Review B. -2016. -T. 94. -N. 12. -C. 121202.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ДОМЕННУЮ СТЕНКУ В ПЛЕНКАХ С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Мясников Н.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: miasnikov.nv16@physics.msu.ru

В последнее время в мире активно развиваются альтернативные подходы к передаче информации, которые используют в качестве переносчика информации не заряд электрона, а, например, спин электрона (спинтроника [6]) или коллективные возбуждения спинов (магноника [1]). В области спинтроники возникает необходимость перестройки микромагнитной структуры внешним воздействием. В магнитных пленках феррита граната такая возможность появляется за счет неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. Это взаимодействие приводит к тому, что некоторые микромагнитные структуры (например, доменная стенка) обладают электрической поляризацией [2]. Данное свойство позволяет управлять микромагнитной структурой с помощью приложения внешнего электрического поля.

Как правило, моделирование воздействия электрического поля на микромагнитные структуры сводится к моделированию статических конфигураций намагниченности [3,4,5]. В данной работе решается задача моделирования динамики воздействия электрического поля на доменную стенку.

Моделирование динамических процессов может быть проведено на основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -|\gamma| [M, H^{eff}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[M, \frac{\partial M}{\partial t} \right], \qquad 1)$$

$$H^{eff} = -\frac{\delta F(M)}{\delta M}, \qquad 2)$$

где **M**- вектор намагниченности, H^{eff} - эффективное магнитное поля, определяемое как вариационная производная от свободной энергии F(M) по M, $|\gamma|$ – гиромагнитное отношение для электрона, α – константа затухания, M_s – намагниченность насыщения. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие может быть включено в модель за счет дополнительного слагаемого в потенциале свободной энергии [2]:

$$\mathbf{F}_{me} = -\boldsymbol{\gamma}_{me} \mathbf{E} \left(\mathbf{m}(\boldsymbol{\nabla}, \mathbf{m}) + \left[\mathbf{m} \times \left[\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{m} \right] \right] \right), \qquad 3)$$

где γ_{me} – константа магнитоэлектрического взаимодействия, *E* - электрическое поле внутри среды, *m* – нормированный на *M*_s вектор намагниченности. С помощью уравнений (1-3) был проведен численный расчет динамики намагниченности в среде с параметрами, характерными для пленок феррита граната.

Расчет показал, что в результате воздействия электрического поля на доменную стенку она возмущается, что приводит к появлению спиновых волн с характерными частотой 10 ГГц и длиной волны 500 нм (Рис 1.).

Работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (программа Junior Leader).



Рис. 2 Результат моделирования: возникающие спиновые волны

Литература

1. A. Barman et al., «The 2021 Magnonics Roadmap» *Journal of Physics: Condensed Matter*, T. 33, p. 413001, August 2021. 2. A. P. Pyatakov, G. A. Meshkov и A. K. Zvezdin, «Electric polarization of magnetic textures: New horizons of micromagnetism» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, т. 324, № 21, р. 3551–3554, October 2012.

3. D. P. Kulikova, T. T. Gareev, E. P. Nikolaeva, T. B. Kosykh, A. V. Nikolaev, Z. A. Pyatakova, A. K. Zvezdin μ A. P. Pyatakov, «The Mechanisms of Electric Field-Induced Magnetic Bubble Domain Blowing» *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters*, T. 12, p. 1800066, April 2018.

4. K. S. Antipin, T. T. Gareev, N. V. Myasnikov, E. P. Nikolaeva и A. P. Pyatakov, «Bipolar electric field-induced nucleation of magnetic domains with 90 domain walls» *Journal of Applied Physics*, т. 129, № 2, р. 24103, January 2021.

5. T. Srivastava et al., «Large-Voltage Tuning of Dzyaloshinskii–Moriya Interactions: A Route toward Dynamic Control of Skyrmion Chirality» *Nano Letters*, т. 18, № 8, р. 4871–4877, June 2018.

6. Y. V. Fetisov и A. S. Sigov, «Spintronics: Physical Foundations And Devices» *Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, т. 10, № 3, pp. 343-356, December 2018.

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ СВОЙСТВ ПОРОШКОВ Nd-Fe-В ПОСЛЕ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО СПЕКАНИЯ

Насибова Айтадж

Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Баку, физический факультет, Баку, Азербайджан

E-mail: aytac.nasibova98@gmail.com

Мощные постоянные магниты имеют важное значение для экологически чистого производства энергии. Для удовлетворения основных промышленных требований, таких как высокая энергоэффективность, термостойкость, приемлемая цена, в основном, используются сплавы на основе соединений $Nd_2Fe_{14}B$. Однако, достаточно часто необходимы постоянные магниты сложной формы. Сплавы на основе $Nd_2Fe_{14}B$ достаточно хрупкие. Поэтому возможно получить магнит с относительно простой геометрической формой (максимально используя при этом весь магнитный потенциал данного материала), а также можно воспользоваться немагнитной связкой (например, эпоксидной смолой) для получения магнитов более сложных форм, но в результате снижения их магнитных свойств. Эти ограничения можно преодолеть, если для производства магнитов применить технологию сплавления лазерным лучом порошков NdFeB. Используя данную технологию, практически любая форма может быть изготовлена за один технологиих обработок [1, 2].

Цель данной работы – исследовать магнитные характеристики порошка NdFeB, применяя аддитивную технологию. В работе был использован коммерческий порошок Nd₂Fe₁₄B марки MQP-S-11-9-20001 производства компании Magnequench (Китай), полученные методом газовой атомизации из расплава (см. рис. 1). Процедура 3D-печати образцов проводилась при помощи SLM 3D-принтер Additive Solutions D50. Для магнитных измерений были получены образцы цилиндрической формы с размерами $1.3 \le d \le 1.6, 2.2 \le l \le 3.5,$ где d – диаметр и l – длина образца.



Рис. 1. Порошки Nd₂Fe₁₄В марки MQP-S-11-9-20001.

Измерения намагниченности (см. рис. 2) были выполнены на индукционном магнитометре на базе автоматизированного измерительного комплекса MagEq 201. Магнитное поле в рабочей области могло меняться от -18 до +18 кЭ. Измерения намагниченности производись при трех разных температурах (T = 295, 296 и 297 К). На данном этапе было проведено сравнительное исследование магнитных свойств 5 образцов (всего было получено 30 образцов). Все полученные в данной работе экспериментальные и расчетные данные помещены в таблицу 1.



Рис. 2. График зависимости намагниченности от магнитного поля образца 2(5) (T = 296 K).

Образец №	Macca (мг)	Плотность (г/см ³)	Размагни- чивающий фактор	Коэрци- тивная сила (кЭ)	Остаточная на- магниченность (Гс*см ³ /г)	ВН _{мах} (МГс*Э)
1 (2)	23.7	7.09	0.1817	3.66	60	3.13
2 (5)	27.0	6.29	0.1546	3.73	55.4	2.33
3 (7)	25.9	6.08	0.1456	4.23	54	2.4
4 (14)	23.5	7.07	0.1335	4.15	53.3	3.32
5 (29)	23.0	6.12	0.1090	3.72	54	2.5

Таблица 1. Основные характеристики образцов.

Данное сравнительное исследование показало, что плотность образцов, получаемых методом селективного лазерного спекания, является важнейшим параметром, позволяющим получить высокие значения максимального энергетического произведения ВН_{мах}. Так, при плотности образца 4(14) чуть более 7 г/см³ удалось достичь величины ВН_{мах}= 3.32 МГс*Э.

Автор благодарит в.н.с. физического факультета МГУ Терёшину И.С. за научное руководство данной работой, а также к.ф.-м.н. физического факультета МГУ Панкратову Н.Ю. за помощь в обработке экспериментальных данных.

Литература

1. Skalon, M.; Görtler, M.; Meier, B.; Arneitz, S.; Urban, N.; Mitsche, S.; Huber, C.; Franke, J.; Sommitsch, C. Influence of melt-pool stability in 3D printing of NdFeB magnets on density and magnetic properties. Materials (Basel). 2020, 13.

2. Pelevin, I.A.; Ozherelkov, D.Y.; Chernyshikhin, S.V.; Nalivaiko, A.Y.; Gromov, A.A.; Chzhan, V.B.; Terekhin, E.A.; Tereshina, I.S. Selective laser melting of Nd-Fe-B: Single track study. Mater. Lett. 2022, 315, 131947.

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СПЛАВЕ Ni_{57.1}Mn_{31.6}In_{11.3}

Нырков Н.Ю.^{1,2}, Ковалев О.Е.², Беличко Д.Р.².

¹Донецкий национальный-технический университет, Донецк, Россия ²Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, Россия E-mail: nekit.diver@gmail.com

В настоящее время существуют материалы, характеризующиеся тесной взаимосвязью между кристаллической структурой и магнитными свойствами, что выражается в виде резкого магнитоструктурного фазового перехода первого рода. Сплавы Гейслера на основе Ni—Mn—In особенно примечательны в этом отношении, в которых сильная связь магнитной и решеточной подсистем приводит к усилению в области фазового перехода различных эффектов, таких как гигантское магнитосопротивление, магнитокалорический эффект, магнитоуправляемый эффект памяти формы, магнитострикция и др. Однако основной фокус исследований направлен на сплавы с содержанием никеля до 50 ат. %. В настоящей работе были рассмотрены магнитные свойства сплава Ni_{57,1}Mn_{31,6}In_{11,3} с повышенным содержанием никеля.

Исследуемый образец был изготовлен методом дуговой плавки в защитной атмосфере аргона. После, образец был помещен в вакуумированную кварцевую ампулу и подвергнут 24-часовому отжигу при температуре 900°С с последующим охлаждением вместе с печью.

С помощью микроанализа выполненного на спектрометре с волновой дисперсией был подтверждён состав исследуемого образца - Ni_{57.1}Mn_{31.6}In_{11.3}. Температурные зависимости намагниченности измерялись на маятниковом магнитометре типа Доменикали в постоянном магнитном поле до 0,97 Тл (рис. 1). Величина магнитокалорического эффекта оценивалась по кривым M (T, B) с использованием соотношения Максвелла.

Согласно литературным данным и результатам измерений, синтезированный образец при охлаждении испытывает последовательно три фазовых перехода: переход из парамагнитной аустенитной фазы в ферромагнитную аустенитную фазу при 315 К, переход из ферромагнитной аустенитной фазы в парамагнитную мартенситную фазу при 288 К, и «растянутый» переход из парамагнитной мартенситной фазы в ферромагнитную мартенситную фазу при 200К. При нагреве фазовый переход смещается на 5-10К в область высоких температур (рис. 1). Таким образом, такая последовательность фазовых переходов позволяет наблюдать в образце два типа магнитокалорического эффекта — прямой и обратный в узком диапазоне температур. Аналогичное поведение наблюдается также в Ni₄₈Ag₂Mn₃₇In₁₃ [2] и системе полугейслеровых сплавов MnNi_{1-x}Fe_xGe [3].



Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности и изменение энтропии в сплаве Ni_{57.1}Mn_{31.6}In_{11.3} при изменении поля от 0 до 1 Тл

Литература

1. Yan H.-L., Huang X.-M. Esling C., et al. Recent Progress in Crystallographic Characterization, Magnetoresponsive and Elastocaloric Effects of Ni-Mn-In-Based Heusler Alloys—A Review // Front. Mater., 2022. V. 9, P. 812984

2. Swathi S, Arun K, Remya U D, et al. Ni48Ag2Mn37In13 multifunctional alloy: A room temperature inverse magnetocaloric and magnetoresistive material // Journal of Alloys and Compounds., 2023. V. 938. P 168590.

3. Королев К.А., Сиваченко А.П., Грибанов И.Ф., и др.. Обратный магнитокалорический эффект в системе MnNi_{1-x}Fe_xGe // Челябинский физико-математический журнал, 2020, Т. 5(4-2). с. 569-579.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНЕМОТЕХНИКИ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Оразова М. Б.,

Туркменский ГУ имени Махтумкули, физический факультет, Ашхабад, Туркменистан

E-mail: orazowamahym57@gmail.com

Мнемоника (или мнемотехика) – (с греч. *Мпетопікоs*) искусство запоминания. Мнемоника – это совокупность методик, которые увеличивают объем запоминаемого через искусственные ассоциации и сравнения. В обучении его можно использовать в качестве педагогической технологии. Отсюда следует что мнемотехника дает возможность через сравнивание логически близкими понятиями основательно освоить обучаемые явления, физические понятия, термины, законы и формулы. Система уравнений Максвелла являются основными уравнениями электродинамики. Через эти уравнения можно объяснить основные понятия электродинамики. В этой системе уравнений нет симметрики. Используя гипотезу Дираковского монополя магнитного заряда запишем изменив эту систему уравнений. Введём в качестве учавствующих членов плотность магнитного тока (\vec{j}_m) и плотность магнитного заряда (ρ_m). Можно сказать, что при обучении системы уравнений вводить эти изменения некорректно. Но когда мы пишем новую систему уравнений с использованием условия $\rho_m = 0$ we $\vec{j}_m = 0$, то мы получаем систему уравнений Максвелла в таком виде:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{E} = \vec{J}_{m} - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{D} = \rho \\ \operatorname{div} \vec{B} = \rho_{m} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \nabla \times \vec{E} = \vec{J}_{m} - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{cases} (1) \\ \nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{cases}$$

Уравнения, которые используются в электродинамике, коротко пишутся через оператора Набла, используя обозначения $\nabla \cdot \vec{A} = div \vec{A}$ we $\nabla \times \vec{A} = rot \vec{A}$. Чтобы запомнить эти уравнения в термодинамическом методе воспользуемся стрелками. Когда конец

стелки будет направлен вверх, то будем считать, что объект имеет отрицательные признаки. Если мы для запоминания уравнения (1) и (2) воспользуемся ассиметричным действием П начиная с оператра Набла, а для уравнений (3) и (4) действием Т то мы получим фигуру на рисунке 1.



Использование техники мнемотехники для изучения уравнений Максвелла дает с одной стороны качественное

усвоение материала, а с другой пробуждает большой интерес к изучению магнитных зарядов [1,2].

Литература

1. Gami G. B. Juan J. Rawesh Kumar. "Fishing with Scissors: A Mnemonic for Thermodinamic Formula". Oriental Journal of Chemistry, 37 (3), 700-703 p. 2021.

2. Natarajan, K., Graphical summaries for Maxwell relations of closed and open thermodynamic systems. Inter. J. Mech. Eng. Edu., 2014.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ В БИОЛОГИЧЕСКИ СОВМЕСТИМОЙ МАГНИТНОЙ МИКРОЭМУЛЬСИИ

Орехова С.М.

Северо-Кавказский федеральный университет, Физико-технический факультет, Ставрополь, Россия

E-mail: smorekhova@mail.ru

Процессы структурообразования и микроперемешивания можно использовать для интенсификации движения жидкости в промышленности, в медицине, например, для лечения тромбозов [1].

В данной работе предлагается использование магнитоуправляемой биологически совместимой дисперсной системы, представляющей собой микроэмульсию, для управ-

ления процессами микроперемешивания. Для изучения структур, возникающих в данной системе под воздействием вращающегося магнитного поля, была проведена серия экспериментов с биосовместимой микроэмульсией.

Методика исследования состояла из нескольких этапов. Первый этап: изготавливалась магнитная жидкость на вазелиновом масле путем замены жидкости-носителя из ферромагнитной жидкости на керосине, стабилизированной олеиновой кислотой. Замена жидкости-носителя происходила по следующей технологии: вазелиновое масло нагревалось до 100 °С, затем покапельно при постоянном нагреве и перемешивании ультразвуковым гомогенизатором вводилась ферромагнитная жидкость на керосине.

Далее полученная магнитная жидкость на вазелиновом масле эмульгировалась в физиологическом растворе, полученные капли с диаметром 1 мкм стабилизировались соевым летицином (рис. 1). Методика получения микроэмульсии состояла из: нагрева 5 мл смеси поверхносто-активного вещества – соевого летицина и физиологического раствора до 55 °C, затем покапельного ввода с интервалом в 7 минут 0.05 мл (1%) полученной на предыдущем этапе ферромагнитной жидкости.



Рис. 1. Микрофотография биологически совместимой микроэмульсии.

Третий этап: полученная микроэмульсия помещалась в тонкую плоскую ячейку Хеле-Шоу, которая представляла собой предметное и покровное стекла, и помещалась в область однородности магнитного поля системы двух пар катушек Гельмгольца, которые создавали вращающееся магнитное поле, благодаря разности фаз токов, питающих катушки 90°.

Обнаружено, что под воздействием вращающегося магнитного поля микрокапли формируют цепочки и начинают вращаться (рис. 2). Данный процесс структурообразования зависит от частоты магнитного поля. Обнаружено, что конечная длина образующихся цепочек уменьшается с увеличением частоты. Это происходит из-за гидродинамического момента сил, действующего на цепочку. При сильном увеличении частоты магнитного поля капли начинают собираться в изотропные кластеры. С ростом величины магнитного поля, длина цепочек напротив возрастает вследствие увеличения магнитных взаимодействий между каплями.



Рис. 2. Микрофотография цепочек в биологически совместимой микроэмульсии.

На основе проведенных исследований можно сделать вывод о том, что имеет место возможность управления закономерностями структурообразования в системе капель магнитной микроэмульсии при помощи магнитного поля.

Примечание: автор выражает благодарность за помощь в написании данной работы научному руководителю, доктору физико-математических наук, заведующему кафедрой теоретической и математической физики физико-технического факультета СКФУ Закиняну Артуру Робертовичу.

Литература

1. Clements M. J. A mathematical model for magnetically-assisted delivery of thrombolytics in occluded blood vessels for ischemic stroke treatment // Doctoral dissertation, Texas University, 2016.

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ КЕРР-СПЕКТРОСКОПИЯ КОМПОЗИТОВ (Cd₃As₂)_{100-X}(MnAs)_X

Припеченков И.М.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: priil@yandex.ru

В настоящее время большой интерес проявляется к системам, представляющим трехмерные топологические полуметаллы, в частности к полуметаллам Дирака. Трехмерные топологические полуметаллы Дирака являются объемным аналогом графена, они демонстрируют нетривиальную топологию в своей электронной структуре, которая имеет сходство с топологическими изоляторами. Необычная зонная структура порождает множество новых физических феноменов, касающихся объемных свойств топологических полуметаллов. Одним из представителей семейства дираковских полуметаллов является Cd_3As_2 , в энергетическом спектре которого имеются хиральные состояния с линейным законом дисперсии валентной зоны и зоны проводимости, которые смыкаются в особых k-точках, называемых узлами Дирака. Важно, что топологические особенности этого полуметалла проявляются как в монокристаллах, так и в поликристаллах [1], причем не только в низкотемпературной α -фазе, но и в α'' -фазе или смеси этих фаз [2]. Более того, даже при незначительном легировании Mn, когда Mn замещает Cd, в системе (Cd_{100-X}Mn_X)₃As₂ при <2 ат.% также сохраняются проявления топологических особенностей [3].

Целью настоящей работы было изучение магнитооптических свойств тонкопленочных композитов $(Cd_3As_2)_{100-X}(MnAs)_{X,,}$ полученных методом вакуумнотермического испарения с содержанием Mn от 5.8 ат.% до 16.4 ат.% на подложках из кремния и ситалла.

Магнитооптические (МО) исследования проводились в геометрии экваториального эффекта Керра при температуре T = 20 - 300 К в спектральном диапазоне 0.5–4.0 эВ в магнитном поле до 3.0 кЭ. Использовался р-поляризованный свет при угле падения 69.5°. Для каждого образца измерялись спектральные зависимости в максимальном магнитном поле и температурные зависимости МО сигнала. Измерения выполнены динамическим методом, при котором параметр ЭЭК есть относительное изменение интенсивности отраженного света при намагничивании образца переменным магнитным полем частотой 40 Гц.

Из температурных зависимостей ЭЭК следует, что исследуемые образцы с концентрации $Mn \ge 9.9at\%$ являются ферромагнитными, но их температура Кюри T_C меньше температуры Кюри, характерной для объемных образцов MnAs стехиометрического состава, которая составляет $T_C=318$ К. Вид температурных зависимостей свидетельствует о распределении гранул MnAs по размерам, наряду с гранулами малого размера с низкими значениями T_C существуют и относительно крупные гранулы, для которых T_C приближается к объемному значению. Нам не удалось выявить MO-сигнал для образцов с концентрацией $Mn \le 6.4$ ат.% вплоть до температуры 20 К. Это согласуется с литературными данными [2,4], согласно которым при малой концентрации Mn в силу антиферромагнитного взаимодействия между атомами Mn возникает состояние спинового стекла. Также возможно, что при малой концентрации Mn в силу их малого размера нанокластеры MnAs становятся суперпарамагнитными. В обоих случаях напряженности поля 3.0 кЭ недостаточно для наблюдения ЭЭК.

Спектральные зависимости ЭЭК образцов при высокой концентрации $Mn \ge 12.9$ ат.% и низкой температуре были подобны спектрам ЭЭК объемного MnAs. Отсюда можно заключить, что эти образцы представляют собой двухфазную систему, состоящую из ферромагнитной фазы MnAs и фазы Cd_3As_2 , причем доля растворенных в Cd_3As_2 ионов Mn весьма незначительна.

Спектральные зависимости ЭЭК композитов с концентрацией Mn 9.9 ат.% существенно отличались от спектра MnAs. Мы считаем, что наблюдаемое поведение связано с плазмонным усилением магнитоптического отклика по аналогии с магнитооптическими экспериментами и расчетами в рамках эффективной теории для систем нанокластеров MnAs в матрице InAs или GaAs [4]. Подчеркнем, что указанные особенности в спектрах ЭЭК заведомо связаны с образованием нанокластеров, так как, согласно экспериментам [4,5], аномалии подобного типа проявляются при размере кластеров 6–11 нм.

Таким образом, исследование температурных и спектральных зависимостей ЭЭК показало, что пленки композитов (Cd₃As₂)_{100-X}(MnAs)_X на подложках из кремния и ситалла с содержанием 5.8–16.4 ат.% Мп можно разделить на три группы. При малой концентрации Mn (\leq 6.4 ат.%) пленки не обладают ферромагнитным порядком. При больших концентрациях Mn (\geq 12.9 ат.%), превышающих порог растворимости Mn, пленки представляют собой композит, содержащий α'' -фазу топологического полуметалла Дирака Cd₃As₂ и ферромагнитную фазу MnAs. При этом гранулы MnAs распределены по размерам и T_C композитов (Cd₃As₂)_{100-X}(MnAs)_X меньше T_C объемных образцов MnAs. Наконец, при промежуточной концентрации Mn (9.9 ат.%) образуются ферромагнитные нанокластеры MnAs и часть Mn растворяется в Cd₃As₂, что и приводит к аномалиям в магнитооптических спектрах. Учитывая, что как α'' -фаза Cd₃As₂, так и Cd₃- Mn_XAs₂ при малом содержании Mn проявляют топологические особенности, в этих образцах следует ожидать сочетание топологических свойств и магнитного упорядочения, что составляет предмет дальнейших магнитных, магнитооптических и магнитотранспортных исследований.

1. Oveshnikov L.N., Ril' A.I., Mekhiya A.B. et al. //Eur. Phys. J. Plus 137:374 (2022).

2. Ril' A.I., Marenkin S.F, Volkov V.V. et al. // J. All.Comp. 892, 162082 (2020

3. Kulatov E.T., Uspenskii Yu.A. et al. // ActaMaterialia, 219. 117249 (2021).

ЖЭТФ 164 662 (2023).

4. Gan'shina E.A., Golik L.L., Kovalev V.I. et al. //Solid State Phenomena, 168–169, 35 (2011).

5. Akinaga H., Mizuguchi M., Manago T. et al. // J.Magn. Magn. Mater. 242–245, 470 (2002).

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОКСИАПАТИТА С ПРИМЕСНЫМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Садовникова М.А.¹, Мамин Г.В.¹, Мурзаханов $\Phi.\Phi.^1$, Петракова Н.В.², Гафуров М.Р.¹.

¹Казанский (Приволжский) ФУ, институт физики, Казань, Россия ²Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

E-mail: margaritaasadov@gmail.com

Гидроксиапатит (ГАп, $Ca_{10}(PO_4)_6(OH)_2$) представляет собой широко известную биокерамику, принадлежащую к семейству фосфатов кальция (ФК). Благодаря химическому и механическому сходству с костным минералом, ГАп имеет разнообразный спектр применения: для замены и восстановления поврежденных частей опорно-двигательного аппарата, для систем доставки лекарств и генов, в форме покрытия для титановых костных имплантатов и в качестве наполнителя биокомпозитов [1]. Важной особенностью ГАп является то, что его структура способна включать широкое многообразие различных ионов для улучшения его свойств. Замена ионов Ca^{2+} в структуре ФК другими ионами значительно влияет на размер, кристалличность, растворимость, термическую стабильность, поверхностные характеристики и адсорбционную активность частиц ФК.

Ионы гадолиния (Gd³⁺) в структуре ФК могут выступать в качестве контрастных веществ для магнитно-резонансной томографии, а замещение ионов кальция в решетке ФК на ионы церия (Ce³⁺ и/или Ce⁴⁺) представляет интерес, поскольку соединения, содержащие ионы Се нашли применение в медицине как антибактериальные средства, кроме того, способность церия люминесцировать позволяет использовать его в виде флуоресцентных маркеров [2].

Таким образом, настоящее исследование сосредоточено на синтезе и характеристике синтетических ГАп, легированных редкоземельными ионами Gd и ионами Ce, мы демонстрируем возможности различных методов непрерывного и импульсного электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) для комплексного исследования ФК, а также на изучении парамагнитных свойств. Синтез ГАп с содержанием редкоземельных ионов проводился методом осаждения из водных растворов солей. Спектры ЭПР записывались на спектрометре фирмы Bruker серии Elexsys E680 с рабочей частотой $v_{CB4} = 9.4$ ГГц.

Обнаружено, что ионы гадолиния и церия успешно встраиваются в кристаллическую решетку ГАп в предлагаемом методе синтеза и занимают позицию ионов кальция Ca²⁺ (Рисунок 1). На примере наноразмерных порошков ГАп показано, что метод ЭПР является эффективным в исследовании анионного и катионного легирования. Полученные результаты, а также возможности современных методов импульсной ЭПРспектроскопии могут быть использованы при исследовании функциональных материалов с заданными свойствами.



Рисунок 1 – Спектр ЭПР записанный в импульсном режиме для ГАп – Gd при комнатной температуре (слева); Спектр ЭПР записанный в импульсном режиме для ГАп – Се при температуре 10 К (справа)

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ грант № 23-63-10056 Список литературы:

1. Lim, Q. R. T., et al. An insight to the various applications of hydroxyapatite // Advanced Materials Science and Technology. -2023. - 5(2):0520879.

2. Gao, J., et al. The role of rare earth elements in bone tissue engineering scaffolds-A review. // Composites Part B: Engineering. – 2022. – 235, 109758.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОДВИЖНОСТИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ АМОРФНЫХ ЛЕНТ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА КЕРРА

Самченко С.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: samchenko.sv19@physics.msu.ru

Магнитооптические эффекты позволяют изучать распределение намагниченности внутри и на поверхности образца. Одним из приложений магнитооптики является исследование динамики перемагничивания материалов. Именно благодаря использованию магнитооптических эффектов динамику доменной структуры можно наблюдать в реальном времени. Экспериментальные исследования динамики доменных границ при перемагничивании проводятся различными методами, в том числе с помощью эффекта Керра. Так, в работе [3] исследовано влияние кристаллической структуры на вид и поведение магнитных доменов и электромагнитные свойства монокристаллов стали на основе сплава Fe-3% Si. Эволюцию доменной структуры в пленках на основе Co с помощью полярного эффекта Керра изучали в работе [2].

Одним из важных результатов исследования динамики доменных границ (ДГ) является измерение подвижности. Подвижность ДГ – это тангенс угла наклона начального линейного участка зависимости скорости движения границы от величины внешнего магнитного поля [1]. Подвижности ДГ – важная характеристика, которая определяет возможности практического применения материала. Поскольку состав материала, условия изготовления и обработки влияют на подвижность ДГ, исследования подвижности ДГ расширяют возможности характеризации образцов, позволяя выделять факторы улучшающие динамические свойства материала. В настоящей работе апробирован метод измерения подвижности доменных границ с помощью меридионального эффекта Керра. Эксперименты проводили на магнитооптическом Керр-магнетометре.

Аналитическое рассмотрение движения доменной границы под действием переменного синусоидального магнитного поля низкой частоты позволяет получить почти синусоидальную зависимость координаты доменной границы от времени для разных частот магнитного поля. При этом скорость движения доменной границы пропорциональна частоте переменного магнитного поля.

Измерения скорости движения доменных границ аморфных лент на основе никеля, кобальта, кремния, железа и бора были проведены при комнатной температуре в переменном магнитном поле с амплитудами от 2 до 12 Э и частотами от 0,1 до 6 Гц. На основании проведенных исследований были подобраны оптимальные условия эксперимента. Для скорости движения доменных границ получена линейная зависимость от амплитуды внешнего магнитного поля для разных его частот и определены подвижность от ДГ для разных частот. При проведении измерений указанным методом скорость движения ДГ изменялась от 1,5 до 75 мкм/с, а подвижность ДГ для разных частот составляла от 0,33 мкм/(с*Э).

Было показано, что для измерения подвижности доменных границ лучше использовать низкочастотное магнитное поле, поскольку точность определения скорости в этом случае максимальна. Полученные скорости движения ДГ и подвижности невелики, однако описанный метод позволяет сравнивать динамические характеристики образцов разных составов при различных внешних условиях, расширяя возможности использования Керр-микроскопа.

Литература

1. Шапаева Т.Б., Курбатова Ю.Н. Подвижность доменной границы феррита-граната в присутствии плоскостного магнитного поля // Краткие сообщения по физике, № 8, с. 17–23, 2021.

2. Шашков И.В., Кабанов Ю.П., Горнаков В.С. Кинетика перемагничивания и ползучесть доменных границ в структуре Co/Pt/Co // Перспективные материалы и технологии, с. 140–146, 2023. 3.

Dragoshanskii Yu. N., Pudov V. I.. Formation of magnetic properties of electrical steel // Diagnostic, Resource and Mechanics of materials and structures, Issue 1, p. 57–72, 2020.

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ АТОМНЫХ ЦЕПОЧЕК СО НА ПОВЕРХНОСТИ Pt(664) С УЧЁТОМ ЗАВИСИМОСТИ ЧАСТОТНЫХ ПРЕФАКТОРОВ ОТ ДЛИНЫ ЦЕПОЧКИ

Сапронова Е.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: sapronova.es18@physics.msu.ru

Уникальные свойства атомных цепочек делают их перспективными для создания новых материалов и устройств. Благодаря этим свойствам атомные цепочки имеют широкий спектр потенциальных применений в таких областях, как наноэлектроника, квантовые компьютеры и квантовые коммуникации. Открытие гигантской энергии магнитной анизотропии цепочек из Со на поверхности Pt(997)[4] повлекло за собой большой интерес к изучению подобных наноструктур. Кроме того, способность к самоорганизации этой ферромагнитной системы при низких температурах и малых концентрациях атомов Со расширяет круг возможных применений атомных цепочек.

Атомные цепочки в данной работе описывались в рамках классической модели с входящими в неё энергией магнитной анизотропии, обменным взаимодействием, взаимодействием Дзялошинского-Мория и диполь-дипольным взаимодействием. Параметры гамильтониана были взяты из литературы [2], где рассчитывались с помощью теории функционала плотности. Для нахождения энергетических барьеров мы использовали геодезический метод подталкивания упругой лентой [3], а для анализа зависимости частотных префакторов от длины цепочки – гармоническое приближение теории переходного состояния [1,5]. Этими методами были вычислены энергетические барьеры и частотные префакторы для цепочек длиной от 5 до 100 атомов. Исследовались механизмы перемагничивания цепочек из Со на поверхности Pt(664). Часто в работах на эту тему значения частотных префакторов считаются не зависящими от длины цепочки. Однако по результатам расчетов эта зависимость оказалась значительной и немонотонной. Также рассмотрена зависимость частотных префакторов от величины внешнего магнитного поля и характер перемагничивания цепочки из Со в этом поле. Перемагничивание может происходить как путём полного переворота всех магнитных моментов цепочки (для малых длин), так и путём образования неелевской доменной стенки (для более длинных цепочек). Найдены характерные длины N = 17 и N = 24, при которых меняется механизм перемагничивания. При тех же длинах цепочки возрастает частотный префактор. Построены кривые намагничивания, рассчитаны значения остаточной намагниченности и коэрцитивных сил, а также получены зависимости коэрцитивной силы от температуры, длины цепочки и скорости изменения магнитного поля.

Данная работа поддержана стипендией Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» для студентов старших курсов Физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова. Также работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №21-72-20034).

Литература

1. И.С. Лобанов, М.Н. Поткина, В.М. Уздин, Устойчивость и времена жизни магнитных состояний нано- и микроструктур (миниобзор) // Письма в ЖЭТФ 2021, Т. **113**, 833.

2. B. Schweflinghaus, B. Zimmermann, M. Heide, G. Bihlmayer, S. Bl⁻ugel, Role of Dzyaloshinskii-Moriya interaction for magnetism in transition-metal chains at Pt step edges // Phys. Rev. B. 2016. **94**, 024403.

3. Bessarab P F, Uzdin VM, Jónsson H, "Method for finding mechanism and activation energy of magnetic transitions, applied to skyrmion and antivortex annihilation," Comput. Phys. Commun., vol. **196**, pp. 335–347 (2015)

4. Gambardella P, Rusponi S, Veronese M, Dhesi S S, Grazioli C, Dallmeyer A, Cabria I, Zeller R, Dederichs P H, Kern K, Carbone C, Brune H, Giant magnetic anisotropy of single cobalt atoms and nanoparticles, Science, vol. **300**, pp. 1130–1133 (2003)

5. P. Hanggi, P. Talkner, M. Borkovec, Reaction-rate theory: fifty years after Kramers // Rev. Mod. Phys. 1990 V. 62, 251.

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК ТИПА CrMnW/FeNi

Северова С.В.¹, Фещенко А.А²

Уральский ФУ им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, Институт естественных наук и математики, Екатеринбург, Россия

E-mail: severova.sveta.severova@yandex.ru

Исследование антиферромагнитных веществ является интересной научной тематикой, которая в последнее время актуализировалась в связи с использованием таких веществ в составе сред для магнитной сенсорики и спинтроники [1]. Указанные среды, как правило, представляют собой слоистые плёночные структуры типа антиферромагнетик/ферромагнетик и должны обладать рядом специальных функциональных свойств, а именно наличием обменного смещения, низким магнитным гистерезисом, высокой температурной и временной стабильностью свойств, хорошей адгезионной и коррозионная стойкостью. Среди антиферромагнитных веществ, потенциально подходящих на роль источника обменного смещения в паре антиферромагнетик/ферромагнетик, в частности, фигурирует сплав Cr-Mn, легированной Pt [2]. Добавка Pt несколько модифицирует кристаллическую бинарного сплава, что приводит к повышению магнитной анизотропии и оптимизации поля обменного смещения. Возможной альтернативой дорогостоящей Pt является W. При этом, как и в случае с Pt, ставка делается на эффект гибридизации 4f-5d энергетических подзон W с 3d подзонами металлов группы железа, связанное с ним повышение магнитной анизотропии сплава и в конечном счёте на понижение температурной чувствительности поля обменного смещения. Соответствующее исследование, которое состояло в изучение структуры и магнитного состояния сплава Cr-Mn-W в плёночном состоянии, выполнено в рамках данной работы.

Образцы, на которых проведён эксперимент, представляли собой многослойные плёнки двух типов: тип A – glass/Ta(5нм)/(Cr₇₀Mn₃₀)_{100-x}W_x(50нм)/Ta(5нм); тип B – glass/Ta(5нм)/(Cr₇₀Mn₃₀)_{100-x}W_x(50нм)/Fe₂₀Ni₈₀(10нм)/Ta(5нм). Первые использовались для структурного анализа, вторые – для измерения определения гистерезисных свойств. Все плёнки были сформированы методом магнетронного распыления на покровных стёклах Corning. Состав (Cr₇₀Mn₃₀)_{100-x}W_x варьировался диапазоне 0≤x≤15. Структурная аттестация плёнок проводилась на дифрактометре D8 ADVANCE. Для определения их гистерезисных свойств использовались вибрационный магнитометр LakeShore и Керрмагнитометр EvicoMagnetics.

На рисунке 1 представлены результаты структурных исследований и концентрационная зависимость поля обменного смещения. Из дифрактограмм, показанных на рисунке 1 (а), можно заключить, что образцах присутствует фаза, характеризующаяся ОЦК решёткой близкой по параметрам решётке Cr. В то же время с ростом концентрации W имеет место тенденция к росту параметра решётки, что можно рассматривать как следствие её деформации за счёт внедрения атомов W. Магнитные измерения показали, что эффект обменного смещения в образцах типа В имеет место только при концентрации W < 15 ат., %, а величина поля обменного смещения при легировании имеет тенденцию к уменьшению (см.рис. 1(б)). Можно полагать, что это является следствием искажений кристаллической структуры сплава Cr-Mn и связанной с ними деградацией антиферромагнитизма.



Рис. 1. (а) Дифрактограммы плёночных образцов типа B, отличающихся составом антиферромагнитного слоя: $(Cr_{70}Mn_{30})_{97}W_3$ (кривая 1), $(Cr_{70}Mn_{30})_{95}W_5$ (кривая 2), $(Cr_{70}Mn_{30})_{85}W_{15}$ (кривая 3). Штриховыми линиями показано положение расчётных дифракционных линий для поликристаллического Cr. (б) Зависимость поля обменного смещения в образца типа A от концентрации W в слое $(Cr_{70}Mn_{30})_{100-x}W_x$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования РФ, проект № FEUZ 2023 -0020.

Благодарность выражается проф. Васьковскому В.О., н.с. Москалеву М.Е., н.с. Горьковенко А.Н. за научное руководство и помощь в работе.

Литература

1. Xi H., White R. M. Exchange coupling of NiFe/CrMnPt x bilayers prepared by a substrate bias sputtering method //Journal of Applied Physics. $-2000. - T. 87. - N_{\odot}. 1. - C. 410-415.$

2. Soeya S. et al. Effect of metallic additives (M) on the exchange coupling of antiferromagnetic CrMnM x films to a ferromagnetic Ni 81 Fe 19 film //Journal of applied physics. $-1997. - T. 81. - N_{\odot}$. 9. -C. 6488-6490.

РЕЛАКСАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В КВАЗИБИНАРНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ (Gd,Sm)Co₃Cu₂

Севрюков В.Е.

Тверской ГУ, физико-технический факультет, Тверь, Россия

E-mail: vesevryukov@edu.tversu.ru

Магнитное последействие, связанное с релаксацией вектора намагниченности, оказывает существенное влияние на результаты измерения параметров петли гистерезиса магнетиков, поэтому должно быть учтено при разработке магнитотвердых материалов [1-3]. В данной работе выполнены исследования гистерезисных характеристик квазибинарных соединений (Gd,Sm)Co₃Cu₂ с учетом релаксационных процессов при перемагничивании. На рис.1 представлены графики временны́х зависимостей относительной удельной намагниченности, измеренные при различных значениях обратного поля на отожженном образце Gd_{0,1}Sm_{0,9}Co₃Cu₂. Время, в течение которого выполнялись измерения временных зависимостей при фиксированном значении обратного поля, составляло 20 минут. Из графиков видно, что за это время при фиксированном внешнем поле за счет релаксационных процессов может перемагничиваться значительный объем образца: например, в поле 2600 Э значение удельной намагниченности изменилось на 22 А×м²/кг. В работе проводится анализ влияния релаксационных процессов на проц



Рис. 1. Релаксационные кривые для соединения Gd_{0,1}Sm_{0,9}Co₃Cu₂, полученные при температуре 300 К (вкладка указывает диапазон измерений в полях 600-9000 Э).

Исследования проведены в лабораториях электронной микроскопии и магнитных материалов ЦКП Тверского государственного университета.

Литература

1. Перепелкина, А.В. Влияние магнитной вязкости на результаты измерений магнитных свойств магнитотвердых материалов / А.В. Перепелкина, Е.А. Волегова, В.О. Васьковский, А.С. Волегов // Эталоны. Стандартные образцы. – 2017. – №. 3-4. – С. 21-27.

2. Севрюков, В.Е. Магнитный гистерезис сплавов Sm_{1-x}Gd_xCo₃Cu₂ / О.Б. Дегтева, А.Ю. Карпенков, А.И Иванова, Е.М. Семенова // Вестник Московского Университета. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. – 2023. – Т. 78. – № 5. – Р. 2350501-1-2320501-4.

3. Téllez-Blanco, J.C. Giant magnetic viscosity in $SmCo_{5-x}Cu_x$ alloys / J.C. Téllez-Blanco, R. Sato Turtelli, R. Grossinger et al. // Journal of Applied Physics. – 1999. – V. 86. – I. 9. – P. 5157-5163.

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ КЕРР СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОКОМПОЗИТОВ Co_x(SiO₂)_{100-x}, Co_x(Al₂O₃)_{100-x}: ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ И РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ

Симдянова М.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: marina.simdyanova@mail.ru

Магнитные нанокомпозиты "ферромагнитный металл-диэлектрик" состоят из ферромагнитных металлических частиц наноразмера, встроенных в парамагнитную или диамагнитную изолирующую матрицу. Они обладают многочисленными магнитными, транспортными, оптическими и магнитооптическими свойствами, перспективными для практического применения, в частности для магнитных и магнитооптических сенсоров, высокочастотных устройств. Магнитооптическая спектроскопия, основанная на измерениях экваториального или поперечного эффекта Керра (ТКЕ) позволяет бесконтактно и в процессе напыления тонкопленочных образцов получать информацию об их электронной, кристаллической и магнитной микроструктуре [1]. Вид полевых зависимостей и спектральные зависимости ТКЕ чувствительны к размеру и форме гранул, а также к другим микроскопическим параметрам, таких как длина свободного пробега, плазменная частота, время релаксации, коэффициенты аномального эффекта Холла внутри гранулы, а также на его поверхности, форме гранул и т.д. С одной стороны, это затрудняет интерпретацию спектров, а с другой стороны не позволяет определить состояние поверхности гранул и определить значения микроскопических параметров.

В данной работе в рамках метода эффективной среды Бруггемана [2-4] на примере нанокомпозитов $Co_x(SiO_2)_{100-x}$ и $Co_x(Al_2O_3)_{100-x}$ исследуется влияние каждого из перечисленных факторов на профиль спектра ТКЕ, величину сигнала в видимой и ближней ИК-области спектра при вариации концентрационного состава и размера гранул, формы гранул и размера поверхностного слоя гранул.

Разработанная программа позволяет выявить влияние каждого параметра на спектр ТКЕ, описать имеющиеся экспериментальные данные, определить значение коэффициента аномального эффекта Холла на поверхности гранул, что недоступно другими методами. Полученные данные также позволят вести целенаправленный поиск составов с усиленным ТКЕ для контроля микроструктуры нанокомпозитов при их изготовлении.

Литература

1. Е.А. <u>Ганьшина</u>, В.В. Гаршин, Н.Н. Перова и др. ЖЭТФ **164**, 662 (2023)

2. Е.А. Ганьшина, М.В. <u>Вашук</u>, А.Н. <u>Виноградов и др.</u> ЖЭТФ **125**, 1172 (2004).

3. А.Б. Грановский, М.В. Кузьмичев, А.Н. Юрасов, Вестник МГУ. Сер. Физика. Астрономия, . № 6, 67 (2000).

4. M.A. Simdyanova, A.N. Yurasov, M.M. Yashin et al. J. Magn. Magn. Mater. 2024 (accepted).

ТЕПЛОЕМКОСТЬ РАЗБАВЛЕННОЙ МОДЕЛИ КУБИЧЕСКОГО СПИНОВОГО ЛЬДА

Стронгин В.С., Овчинников П.А., Лобанова Э.А., Шевченко Ю.А.

Дальневосточный ФУ, департамент теоретической физики и интеллектуальных технологий, Владивосток, Россия

E-mail: strongin.vs@dvfu.ru

Искусственный спиновый лед — это группа материалов, состоящих из наночастиц, которые образуют решетку и проявляют коллективные магнитные свойства. Наночастицы взаимодействуют между собой через диполь-дипольное взаимодействие. Эти материалы позволяют моделировать поведение магнитных частиц на двумерных и трехмерных решетках, включая фрустрированные системы. Фрустрация приводит к вырождению низкоэнергетических состояний и возникновению нескольких фазовых состояний. Использование трехмерных структур спинового льда позволяет добиться новых эффектов, таких как струны Дирака и магнитные монополи, имеющих потенциал в наноэлектронике. Мы исследовали термодинамические свойства фрустрированных трехмерных решеток спинового льда при разбавлении наночастиц немагнитными вакансиями.



Литература

1. Skjærvø S. H. et al. Advances in artificial spin ice //Nature Reviews Physics. – 2020. – T. 2. – N_{2} . 1. – C. 13-28.

2. Shevchenko Y., Makarov A., Nefedev K. Effect of long-and short-range interactions on the thermodynamics of dipolar spin ice //Physics Letters A. -2017. -T. 381. $-N_{2}$. 5. -C. 428-434.

3. Shevchenko Y. et al. Order and disorder, crossovers, and phase transitions in dipolar artificial spin ice on the Cairo lattice //Physical Review E. -2022. -T. 106. $-N_{\odot}$. 6. -C. 064105.

СИНТЕЗ МАГНИТНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Ткаченя Артур Леонидович

НИТУ «МИСиС», кафедра технологии материалов электроники, Москва, Россия

В настоящее время магнитные композиционные материалы с ферритами шпинели занимают важное место в радиоэлектронных устройствах высокочастотного диапазона (ВЧ), таких как дроссели или материалы электромагнитной совместимости [1]. Наи-

больший интерес представляют исследования зависимости комплексной магнитной проницаемости от концентрации ферримагнитной фазы и повышение её значений на высоких частотах. Однако в соответствии с законом Сноука с ростом частоты ферромагнитного резонанса, который чаще всего является наиболее высокочастотным резонансом в магнитной системе, уменьшается статическая магнитная проницаемость и становится невозможным продлить рабочий частотный диапазон магнитной проницаемости [2]. Если изменять форму частиц с эллипсоида на тонкий слой, в следствие чего увеличились бы размагничивающие поля и увеличилась резонансная частота, то в этом случае требовалось бы применить синтез плоских частиц, либо осаждение магнитной пленки контролируемой толщины, что в некоторых случаях представляет определенную трудность. После синтеза частиц необходимой формы или роста пленки нужной толщины, магнитная фаза помещается в диэлектрическую матрицу образуя полимерную матричную композицию или многослойную структуру, разделенную диэлектрическими прослойками.

В работе предложен метод изготовления композиционных материалов с получением после обжига феррита общедоступной марки готового композитного материала, обладающего лучшими ВЧ свойствами (образец ACFS), чем образцы, изготовленные по классической композиционной технологии (EPF). Сравнение комплексных магнитных проницаемостей образцов, изготовленных двумя методами, представлено на рисунке 1.



Рис. 1 – сравнение комплексной магнитной проницаемости образцов.

При отработке технологии были изготовлены серии образцов из феррита марки 600HH, где в качестве диэлектрической связки использовалось алюмохромфосфатное связующее (АХФС).

Полученные образцы были исследованы рентгенофазовым методом, а также были получены петли гистерезиса, позволяющие говорить о наличии и количестве магнитной фазы в композитах. Также измерены частотные спектры комплексной магнитной проницаемости образцов, необходимые для качественного анализа ВЧ магнитной керамики.

Литература

Розанов К. Н. Частотно-зависимые магнитные и диэлектрические свойства композитных материалов для широкополосных СВЧ применений //ИТПЭ РАН, М. – 2018.

Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках // 1973.

МОДИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ КОНДОРСКОГО В РАМКАХ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ПОСТОЯННЫХ МАГНИТАХ ТИПА Nd-Fe-В

В

Уржумцев А.Н., Мальцева В.Е.

Уральский ФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Институт естественных наук и математики, Екатеринбург, Россия

E-mail: andrei.urzhumtsev@urfu.ru

Редкоземельные постоянные магниты (ПМ) на основе фазы $Nd_2Fe_{14}B$ наиболее востребованы для электродвигателей в составе электромобилей, электросамокатов, дронов и др. Активно продвигаются аддитивные технологии создания данного класса ПМ. Получаемые магниты имеют сложную гетерогенную микроструктуру, которая оказывает существенное влияние на фундаментальные параметры, как обменный параметр A, константа магнитокристаллической анизотропии K и др., поэтому вопрос о механизме перемагничивания остается дискуссионным. Дальнейшее развитие данного направления требует детального представления о природе формирования высококоэрцитивного состояния.

Для исследования выбраны наиболее распространенные марки N35, N48 и N48SH постоянных магнитов типа Nd-Fe-B, предоставленные предприятием ООО «ПОЗ – Прогресс». Исследование микроструктуры проведено с помощью СЭМ и EDX анализа на микроскопе Tescan Mira3 LMU. Зависимости коэрцитивной силы $H_c(\theta)$ от угла отклонения θ размагничивающего поля H к оси текстуры магнитов получены на вибрационном магнитометре KBAHC-1.

Одним из возможных подходов к исследованию механизмов перемагничивания в магнитотвердых материалах является анализ угловых зависимостей коэрцитивной силы $H_c(\theta)$ в рамках моделей Кондорского для механизма задержки смещения доменных границ и Стонера-Вольфарта для задержки зародышеобразования и когерентного вращения векторов намагниченности. Для реальных магнитов $H_c(\theta)$ зачастую не описываются в рамках приближения данных моделей ввиду того, что спеченные ПМ формируют сложную гетерогенную нано- и микроструктуру, что требует дополнительного учета магнитостатического и межзеренного обменного взаимодействия.

В случае преобладания механизма задержки смещения доменной границы, в рамках модели Кондорского, коэрцитивная сила определяется проекцией размагничивающего поля H на ось текстуры магнита, при этом угловая зависимость коэрцитивной силы $H_c(\theta)$ описывается формулой:

$$H_{c}(\theta) = \frac{H_{c}(\theta)}{\cos \theta},\tag{1}$$

где $H_c(0)$ – величина коэрцитивной силы вдоль оси текстуры.

Формирования локальных дефектов микроструктуры приводит к распределению зерен ПМ по величине коэрцитивной силе, что приводит к перемагничиванию части зерен в сравнительно слабых магнитных полях. В модели Кондорского учитывается, что на уже перемагниченный объем образца действует только проекция внешнего размагничивающего поля H под углом θ к оси текстуры. При этом в данной модели не учитывается, что перемагниченный объем или заряженная доменная стенка создает собственное локальное магнитное поле $H_{loc} \approx 4\pi M_s$, направленное вдоль оси текстуры. Учитывая этот факт, доменная стенка и домен вблизи нее оказываются под действием не только внешнего размагничивающего поля H_{ext} , а суперпозиции полей, которую можно обозначить, как эффективное поле H_{eff} .

Эффективное размагничивающее поле *H*_{eff} обозначим, как векторную сумму,

$$\overline{H_{eff}} = \overline{H_{ext}} + \overline{H_{loc}},$$
(2)

тогда модуль напряженности магнитного поля может быть записан как:

$$H_{eff} = (H_{loc}^2 + H_{ext}^2 - 2H_{loc}H_{ext}\cos(\pi - \theta))^2,$$
 (3)

Угол между направлением эффективного магнитного поля и ближайшим направлением оси текстуры выражается как:

$$\theta^* = \arcsin(H_{ext}\sin(\pi - \theta) / H_{eff}), \tag{4}$$

Рассмотрим новую угловую зависимость коэрцитивной силы в приближении:

$$H_{loc} = 4\pi M_s,\tag{5}$$

$$H_{ext} = H_c, \tag{6}$$

Введем параметр k, соответствующий отношению коэрцитивной силы H_c к внутреннему полю в зерне H_{loc}

$$k = \frac{H_c}{4\pi M_s},\tag{7}$$

Выражение для эффективного угла θ^* для внешнего размагничивающего поля относительно оси текстуры магнита примет следующий вид:

$$\theta^* = \arcsin(\frac{k\sin(\theta)}{\sqrt{k^2 + 2k\cos(\theta) + 1}}),\tag{8}$$

Далее перестраиваем угловую зависимость коэрцитивной силы H_c от нового угла θ^* , как новую H_c^* в координатах приложения внешнего поля θ :

$$H_c(\theta^*) \to H_c^*(\theta),$$
 (9)

Предложенную модификацию модели Кондорского, представленную на рисунке 1, можно трактовать, как «растяжение» зависимости $H_c(\theta)$ вдоль угла приложения поля под влиянием магнитостатического взаимодействия соседних зерен. Для реальных магнитов типа Nd-Fe-B параметр k находится в пределах 2 – 2,5. Полученное распределение $H_c(\theta)$ от k хорошо описывает угловые зависимости коэрцитивной силы для ПМ с преобладанием механизма задержки смещения доменных стенок на примере марок N35 и N48.



Рис. 1. Угловые зависимости коэрцитивной силы $H_c(\theta)/H_c(0)$ в рамках расширенной модели Кондорского

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-10104.

СИНХРОНИЗАЦИЯ ГРУППЫ СПИН-ТРАНСФЕРНЫХ НАНО-ОСЦИЛЛЯТОРОВ ЧЕРЕЗ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Устинов К.А.1

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: Ustinov.ka19@physics.msu.ru

Свободный слой в нано-гетероструктуре с магнитным туннельным переходом (МТП) обычно имеет форму тонкого диска диаметром в несколько десятков нанометров и толщиной в несколько нанометров. При определенных значениях тока, протекающего через такую МТП-структуру, намагниченность свободного слоя испытывает стационарную прецессию, вызванную компенсацией диссипации энергии прецессии спин-трансферным эффектом. Важным свойством такого осциллятора является линейная зависимость частоты колебаний от приложенного напряжения. В том случае, когда форма МТП-структуры приобретает эллиптичность, колебания намагниченности становятся отличными от синусоидальных и зависимость частоты от приложенного напряжения усложняется[1]. Гораздо более интересную феноменологическую картину можно получить в системе двух однодоменных нано-осцилляторов в МТП-структурах, связанных с помощью диполь-дипольного взаимодействия. Целью данной работы является анализ системы из двух и нескольких связанных диполь-дипольным взаимодействием осцилляторов с ненулевой эллиптичностью с помощью численного моделирования с использованием пакета Wolfram Mathematica и программы mummax3. Для случая ненулевой эллиптичности пары нано-осцилляторов при их ориентации длинными сторонами друг к другу ожидается улучшение качества синхронизации частот колебаний. Также ожидается изменение эффекта при исследовании системы из более чем двух осцилляторов.

Литература

1. Шубин Ю.Н. и др. Частота спин-трансферного нано-осциллятора на основе перпендикулярной туннельной нано-гетероструктуры с ненулевой эллиптичностью // Журнал экспериментальной и теоретической физики. -2022. –Т. 161. -№.5. –С. 746-752

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ДВУХ- И ТРЁХСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ НИКЕЛЯ И ЦИРКОНАТА-ТИТАНАТА СВИНЦА

Джапаридзе М.В., Федулов Ф.А.

МИРЭА, НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства», Москва, Россия

E-mail: dzhaparidze.m.v@edu.mirea.ru

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект — возникновение в веществе поляризации под действием магнитного поля [1]. Как правило, МЭ эффект исследуется в композитах, состоящих из магнитострикционного материала, деформирующегося под действием магнитного поля, и пьезоэлектрика, преобразующего деформацию в электрическое напряжение. МЭ эффект лежит в основе принципа действия многих устройств, в том числе датчиков магнитных полей, антенн НЧ-диапазона, перестраиваемых индукторов [1], поэтому изучение данного явления играет важную роль для развития технологий.

МЭ напряжение *и* пропорционально пьезомодулю *d* и магнитострикции $\lambda(\check{H})$. Если МЭ эффект возбуждается суммой постоянного и гармонического магнитных полей $\check{H} = H + h \cdot cos(2\pi ft)$, то выражение $\lambda(\check{H})$ можно разложить в ряд Тейлора и получить следующее выражение для выходного МЭ напряжения [2]:

$$u(t) = \sum_{k=0}^{\infty} u_k \cos\left(2\pi k f t\right) = u_0 + u_1 \cos\left(2\pi f t\right) + u_2 \cos\left(4\pi f t\right) + \dots$$
(1)

где *u*_k — *k*-е гармоники МЭ напряжения.

Из формулы (1) следует наличие в спектре МЭ напряжения высших гармоник, которые можно использовать в различных устройствах. Однако для этого требуется предсказывать свойства таких структур, что можно сделать при помощи моделирования методом конечных элементов в программном пакете COMSOL Multiphysics. Решению этой задачи и посвящена данная работа.



Рис. 1. Схематическое изображение моделируемых структур: (a) Ni/ЦTC-19; (б) Ni/ЦTC-19/Ni.

Внешний вид моделируемых структур с указанием всех размеров приведён на рис. 1. Для моделирования использовали 2D-геометрию. Композит жёстко закреплён в точках A и Б, а магнитное поле $H + h \cdot cos(2\pi ft)$ направлено вдоль оси X. При расчёте значение H изменялось в диапазоне (0 – 1800) Э с шагом 2 Э, а амплитуда h — в диапазоне (0 – 4) Э с шагом 1 Э.

Значения магнитострикции никелевых слоёв, полученные при помощи мультифизического модуля Magnetostriction (Магнитострикция), объединяющего в себе модули Solid Mechanics (Механика твёрдого тела) и Magnetic Fields (Магнитные поля), использовались мультифизическим модулем Piezoelectric Devices (Пьезоэлектрические устройства), объединяющего в себе модули Solid Mechanics (Механика твёрдого тела) и Electric Fields (Электрические поля), для расчёта генерируемого МЭ напряжения. Расчёт проводили с использование Stationary solver (стационарный решатель).

Чтобы выделить составляющие МЭ напряжения, соответствующие первым трём гармоникам, каждый расчёт производился для 7 фиксированных моментов времени: 0, $(12f)^{-1}$, $(8f)^{-1}$, $(4f)^{-1}$, $3 \cdot (8f)^{-1}$, $5 \cdot (12f)^{-1}$ и $(2f)^{-1}$, где f – частота возбуждающего поля. Затем составлялись линейные комбинация полученных решений, которые хорошо коррелировали с первыми тремя гармониками МЭ напряжения:

$$u_1 \approx \frac{\sqrt{2}}{4} \left(u \left(\frac{1}{8f} \right) - u \left(\frac{3}{8f} \right) \right) + \frac{1}{4} \left(u \left(0 \right) - u \left(\frac{1}{2f} \right) \right)$$
(2a)

$$u_2 \approx \frac{1}{4} \left(u(0) + u\left(\frac{1}{2f}\right) - 2u\left(\frac{1}{4f}\right) \right)$$
(26)

$$u_{3} \approx \frac{\sqrt{3}}{3} \left(u \left(\frac{1}{12f} \right) - u \left(\frac{5}{12f} \right) \right) + \frac{\sqrt{2}}{2} \left(u \left(\frac{3}{8f} \right) - u \left(\frac{1}{8f} \right) \right)$$
(2B)

На рис. 2(а) представлены зависимости амплитуды первой гармоники МЭ напряжения u_1 от поля H при h = 4 Э, а на рис. 2(б) – 2(г) — зависимость амплитуд первых трёх гармоник МЭ напряжения от амплитуды h при фиксированном H. Зависимость на рис. 2(а) соответствует экспериментам: u_1 возрастает с ростом поля, достигая максимума при таком H, при котором максимальна 1-я производная магнитострикции по полю, а затем постепенно спадает до 0 из-за выхода магнитострикции в область насыщения. Из рис. 2(б) – 2(г) следует, что каждая из гармоник пропорциональна соответствующей степени h, что и наблюдалось на практике. Кроме того, из всех рисунков видно, что МЭ



эффект в трёхслойной структуре проявляется сильнее, чем в двухслойной, что тоже соответствует экспериментам.

Рис. 2. Зависимость первой гармоники от поля подмагничивания *H* (а); первой (б), второй (в) и третьей (г) гармоник МЭ напряжения от амплитуды поля *h*

В работе проведена проверка нового метода расчёта МЭ эффекта в программном пакете COMSOL Multiphysics, учитывающего вклад высших гармоник МЭ напряжения композитной структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда 23-72-01053.

Литература

1. Gao J., et al. Review of Magnetoelectric Sensors // Actuators. 2021, V.10, №109, P.1-23.

2. Мусатов В.И. и др. Нелинейный магнитоэлектрический эффект в кольцевой композитной гетероструктуре // РТЖ. 2023, Т.11, №5, С.63-70.

ВЛИЯНИЕ КОНФИГУРАЦИИ И ТОЛЩИНЫ БУФЕРНОГО СЛОЯ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ТИПА Cr-Mn/Fe

Фещенко А.А.

Уральский ФУ им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, Институт естественных наук и математики, Екатеринбург, Россия

E-mail: a.a.feshchenko@urfu.ru

Во многих устройствах спинтроники в качестве функциональной среды используются системы ферромагнетик/антиферромагнетик с эффектом обменного смещения, который заключается в сдвиге петли гистерезиса ферромагнетика по оси поля [1]. Во многом свойства таких сред определятся свойствами антиферромагнетика. Наиболее эффективными в практическом применении антиферромагнитными материалами явля-

ются сплавы, обладающие высоким удельным электросопротивлением и хорошей температурной стабильностью [2]. К таким материалам относится сплав Cr-Mn. Ранние исследования [3] свойств бинарного сплава в области составов $Cr_{80}Mn_{20}$ показали, что изменения толщины пленок и введение различных буферных слоев приводит к варьированию микроструктуры пленок. В работе [4] обсуждались наиболее интересные свойства пленок, полученные на буферных слоях Ta(5нм) и Ta(5нм)/Fe(5нм), которые приводили к формированию различной кристаллической текстуры в антиферромагнетике. Данная работа представляет собой исследование конфигурации и толщины буферного слоя, включающее как варьирования толщины (h) Ta от 0 до 10 нм, так и варьирование соотношения толщин Fe (l) и Ta (h) в пределах их суммарной толщины равной 10 нм.

Изучаемые пленки представляли собой слоистую структуру стекло/Ta(h)/Fe(l)/Cr₈₀Mn₂₀(100нм)/Fe(10нм)/Ta(5нм) и были получены методом магнетронного распыления однокомпонентных мишеней Ta, Cr, Mn и Fe на покровные стекла Corning. Измерения магнитных свойств проводилось с помощью Керр-магнитометра EvicoMagnetics. Для аттестации кристаллической структуры плёнок использовался рентгеновский дифрактометр BRUKER ADVANCE в излучении Cu K_{α} и просвечивающий электронный микроскоп JEOL JEM-2100.

Для пленок с буферным слоем Та значение поля обменного смещения H_{ex} с увеличением h не претерпевает серьезных изменений, в то время как значение коэрцитивной силы H_c незначительно возрастает (рисунок 1а). Следует отметить заметный разброс значений H_c и H_{ex} при h>5 нм, который может являться следствием различий в микроструктуре и текстуре слоя Cr-Mn.



Рис. 1 – Зависимость коэрцитивной силы H_c (кривая 1) и поля обменного смещения H_{ex} (кривая 2) от толщины h буферного слоя Та для пленок стекло/Та(hнм) /Сг₈₀Mn₂₀(100нм)/Fe(10нм)/Та(5нм) (а); зависимость поля обменного смещения H_{ex} от толщины l буферного слоя Fe (б) для пленок стекло/Та(5нм)/Fe (lнм)/Сг₈₀Mn₂₀(100нм)/Fe(10нм)/Та(5нм) (кривая 1) и пленок стекло/Та((10-l)нм)/Fe(lнм)/Сг₈₀Mn₂₀(100нм)/Fe(10нм)/Та(5нм) (кривая 2)

На рисунке 16 представлены зависимости значение поля обменного смещения H_{ex} для пленок с различной толщиной буферного слоя Ta(5нм)/Fe(*l*нм) (кривая 1) и различным сочетанием их толщин Ta((10-*l*)нм)/Fe(*l*нм) (кривая 2). Видно, что для первой зависимости характерное значение H_{ex} варьируется в пределах среднего значения H_{ex} =22 Э, в то время как на второй зависимости с увеличением *l* значение H_{ex} уменьшается. Данные результаты могут свидетельствовать о лучшей эффективности буферного слоя Ta по сравнению с Fe. Однако следует принимать во внимание различия в кристаллической структуре исследуемых пленок при формулировании физической модели формирования гистерезисных свойств плёнок типа CrMn-M/Fe. Обсуждению этих вопросов и будет посвящен данный доклад.

Благодарность выражается проф. В.О. Васьковскому и М.Е. Москалеву за научное руководство и помощь в работе. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект FEUZ 2023-0020

Литература

1. Žutić I., Fabian J., Sarma S. D. Spintronics: Fundamentals and applications //Reviews of modern physics. – 2004. – T. 76. – №. 2. – C. 323.

2. Soeya S. et al. Effect of metallic additives (M) on the exchange coupling of antiferromagnetic CrMnM_x films to a ferromagnetic Ni81Fe19 film //Journal of applied physics. $-1997. - T. 81. - N_{\odot}. 9. - C. 6488-6490.$

3. Фещенко А. А. и др. Особенности проявления антиферромагнетизма сплава Cr-Mn в составе плёночных композитов типа (Cr-Mn)/Fe //Физика твердого тела. – 2023. – Т. 65. – №. 6. – С. 961-966.

4. Васьковский В. О. и др. Влияние буферных покрытий на структурное состояние и магнитные свойства пленок (Cr-Mn)/Fe //Журнал технической физики. – 2023. – Т. 93. – №. 5. – С. 679-686.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЕЧЕННЫХ И БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ СПЛАВОВ Sm_{8,2}Fe_{76,6}Ti_{7,6}V_{7,6}

Шалагинов А.Н.

Уральский ФУ им. первого президента России Б.Н. Ельцина, ИЕНиМ, Екатеринбург, Россия

Arkady.Shalaginov@urfu.me

С каждым годом в мире растет потребность уменьшения использования ископаемого топлива для сокращения углеродного следа в атмосфере. С этой целью используются альтернативные способы получения энергии из возобновляемых источников: энергия ветра, солнца, приливов и отливов. Уменьшение выбросов углерода в атмосферу наземным транспортом осуществляется благодаря частичной замене бензиновых и дизельных на электрические или гибридные транспортные средства, работу которых обеспечивают постоянные магниты. Сформировавшаяся тенденция приводит к росту объема использования высокоэффективных постоянных магнитов, которые производятся с использованием редкоземельных металлов (P3M). В связи с высокой стоимостью P3M, экономически выгодно производство постоянных магнитов, в которых их содержание было бы минимизировано. Одним из таких соединений является Sm(Fe,T)₁₂ (T = Ti, V, Mo и др.) с кристаллической структурой типа ThMn₁₂. Это соединение содержит 7,7 ат. % P3Э, по сравнению с 11,8 ат. % в соединении Nd₂Fe₁₄B. Наряду с этим, Sm значительно дешевле Nd.

Настоящая работа посвящена установлению влияния способа изготовления на гистерезисные магнитные свойства сплава Sm_{8,2}Fe_{76,6}Ti_{7,6}V_{7,6}. При получении магнитотвердого материала на основе этого сплава использованы два подхода: быстрая закалка и металлокерамическая технология.

Из гомогенизированного сплава $Sm_{8,2}Fe_{76,6}Ti_{7,6}V_{7,6}$ (ат. %) при скорости движения закалочной поверхности 30 м/с получен быстрозакаленный сплав (БЗС). Проведен его отжиг в аргоновой атмосфере при различных температурах. Это позволило определить температуру отжига, при которой формируется оптимальная микроструктура для получения максимально возможной коэрцитивной силы синтезированного БЗС. Наибольшее полученное значение коэрцитивной силы составило 9 кЭ. Фазовый состав БЗС до и после отжига определен по средством анализа зависимости начальной магнитной воспри-имчивости от температуры.

Для получения спеченного сплава были подготовлены два порошка: полученный путем размола БЗС Sm_{8,2}Fe_{76,6}Ti_{7,6}V_{7,6} и порошок Sm₈₀Ga₂₀ (ат. %), используемый в качестве связующего материала при спекании. Частицы порошков Sm_{8,2}Fe_{76,6}Ti_{7,6}V_{7,6} и Sm₈₀Ga₂₀ размером менее 100 мкм смешивались в соотношении 4:1 и 1:1 соответственно. Смесь прессовалась, после чего осуществлялось спекание при температурах 750 – 850 °C в течение 30 – 60 минут.

В докладе будут представлены петли магнитного гистерезиса БЗС Sm_{8,2}Fe_{76,6}Ti_{7,6}V_{7,6} подвергнутых термообработке при различных условиях, спеченных сплавов и их анализ. Также будут приведены результаты измерения начальной магнитной восприимчивости сплавов и результаты микроскопии образцов.

За помощь в проведении исследований и интерпретацию их результатов автор выражает благодарность доц. кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов, к. ф.-м. н. Волегову А.С., с.н.с отдела магнетизма твердых тел НИИ ФПМ Андрееву С.В.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, грант № 21-72-10104.

АНТИФЕРРОМАГНИТИЗМ Тb2Te5

Шамова И.К.

НИТУ МИСИС, ИНМиН, Москва, Россия

E-mail: m1906776@edu.misis.ru

Слоистые редкоземельные теллуриды RETe_n (n = 2.5, 3) являются предметом обширных исследований в современной физике твердого тела. Они обладают слоистой структурой и демонстрируют широкий спектр квантовых кооперативных явлений, как то, волны зарядовой плотности (CDW), экзотический магнетизм и сверхпроводимость под давлением [1,2]. Родительская фаза RETe₃ состоит из бислоев RETe, чередующихся с двойными квадратными плоскостями Te, как показано на левой панели рис. 1. Система RETe_{2.5} (RE₂Te₅) содержит бислои RETe, чередующиеся с одинарным и двойным квадратным слоем Te, как показано на средней панели Рис. 1. Фактически, основным магнитным элементом в обеих системах является полиэдр RETe₉, показанный на правой панели рис. 1 для тербиевых систем. Он состоит из одного апикального Te, расположенного вдоль оси с, четырех атомов Te практически в одной плоскости с редкоземельным атомом и четырех удаленных атомов Te из промежуточного слоя.

В работе [3] было показано, что в ряду редкоземельных трителлуридов TbTe₃ выделяется тремя магнитными фазовыми переходами при низких температурах среди других представителей семейства теллуридов редкоземельных элементов. Все остальные представители семейства RETe₃ демонстрируют либо два, либо ни одного перехода. Фазовые переходы в TbTe₃ при $T_{N1} = 6.7$ и $T_{N2} = 5.7$ К происходят в соизмеримые антиферромагнитные структуры, описываемые волновыми векторами $q_{m1} = (0.5, 0.5, 0)$ и $q_{m2} = (0,0,0.5)$. Антиферромагнитная структура ниже $T_{N3} = 5.4$ К несоизмерима.

В настоящей работе показано, что Tb₂Te₅ упорядочивается антиферромагнитно в два этапа при $T_{N2} = 9.0$ К и $T_{N1} = 6.8$ К, что проявляется в резких аномалиях на кривых магнитной восприимчивости и удельной теплоемкости. На основе этих измерений были построены магнитные фазовые диаграммы Tb₂Te₅ при $H \parallel ac$, $H \parallel b$, показанные на рисунке 2. Анизотропия иона Tb³⁺ отвечает типу легкая ось перпендикулярно плоскости ас, как следует из азимутальной зависимости вращающего момента.



Рис. 1. Слева: кристаллическая структура TbTe₃. Средняя панель: кристаллическая структура Tb₂Te₅. Большие сферы – Tb. Справа: многогранник TbTe₉ с двумя стрелками, указывающими самое легкое и легкое направление магнитного момента Tb³⁺ ответственно.



Рис. 2. Магнитные фазовые диаграммы кристалла Tb₂Te₅ в магнитном поле, ориентированного вдоль (левая панель) и перпендикулярно (правая панель) плоскости ас.

Работа выполнена под руководством д.ф.-м.н. О. С. Волковой, профессора «Кафедры физики низких температур и сверхпроводимости» МГУ при поддержке гранта российского научного фонда 22-42-008002.

Литература

1. Ru N., Chu J. H., Fisher I. R. Magnetic properties of the charge density wave compounds R Te 3 (R= Y, La, Ce, Pr, Nd, Sm, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, and Tm) //Physical Review B. $-2008. - T. 78. - N_{\odot}$. 1. -C. 012410.

2. Shin K. Y. et al. Charge density wave formation in R 2 Te 5 (R= Nd, Sm, and Gd) //Physical Review B. $-2008. - T. 77. - N_{\odot}. 16. - C. 165101.$

3. Volkova O. S. et al. Magnetic Phase Diagram of van der Waals Antiferromagnet TbTe3 //Materials. $-2022. - T. 15. - N_{\odot}. 24. - C. 8772.$

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СИСТЕМЫ $Zn_xNi_yCo_{1-x-y}Fe_2O_4$ (x, y = 0-1, С ШАГОМ 0,1) СО СТРУКТУРОЙ ШПИНЕЛИ

Шипкова Е.Д.¹, Шерстюк Д.П.², Живулин В.Е.², Винник Д.А.^{3,2,4}

1. МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

2. Южно-Уральский государственный университет

3. Московский физико-технический институт

4. Санкт-Петербургский государственный университет

E-mail: shipkova_liza@mail.ru

Среди новых магнитных материалов особый интерес представляют те, магнитные свойства которых можно регулировать путем замещения катионов исходной матрицы на легирующие. Такой подход позволяет варьировать магнитные свойства в широких пределах - от магнитнотвердого состояния до магнитномягкого и наоборот; при этом значения температуры Кюри могут изменяться в интервале более 600°С (см. рис. 1). Моно- и бизамещенные кристаллические структуры, а также опциональное использование малого шага изменения концентрации легирующего компонента обеспечивают возможность тонкого настаивания магнитных свойств под требования конкретных приложений [1].



Рис. 1. График зависимости температуры Кюри от концентрации ZnxNiyCo1-x-yFe2O4 (x, y = 0-1, с шагом 0,1)

В представленной работе были изучены магнитные свойства синтезированных ферритов со структурой шпинели системы $Zn_xNi_yCo_{1-x-y}Fe_2O_4$ (x, y = 0-1, с шагом 0,1). Полученные результаты представлены в виде зависимости температуры Кюри от концентрации.

Синтезированные ферриты представляют собой порошки со структурой шпинели. Образцы были получены методом твердофазного синтеза в Лаборатории роста кристаллов Южно-Уральского государственного университета. Там же проведена структурная характеризация образцов. Измерения магнитных свойств проведены на вибрационном магнитометре VSM серии LakeShore 7400. Были проанализированы концентрационные зависимости намагниченности насыщения M_s и коэрцитивной силы H_c от химического состава. Изменения M_s с увеличением доли замещающих атомов, вероятно, связаны с перераспределением катионов между тетраэдрическими (А) и октаэдрическими (В) позициями шпинели. Зависимости H_c согласуются с поведением магнитной анизотропии.

Значения температуры Кюри (см. рис. 1) были определены путем анализа температурной зависимости магнитной проницаемости. Измерения производили путем измерения ЭДС самоиндукции катушки с сердечником на частоте 1 МГц. Характер зависимости Тс от состава можно объяснить изменением обменного межрешеточного AB взаимодействия.

[1] D.A. Vinnik, D.P. Sherstyuk et all., Impact of the Zn-Co content on structural and magnetic characteristics of the Ni spinel ferrites, J. Ceramics International, 2022, https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2022.03.070

Работа выполнена при частичной поддержке гранта СПбГУ 10375137.

МИКРОСТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОЕДИНЕНИЙ $(Ho_{1-x}Y_x)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$

Шонов А.А.

Тверской ГУ, физико-технический факультет, Тверь, Россия

E-mail: atom130802@mail.ru

Соединения редкоземельных и 3d-переходных металлов образуют обширный класс материалов, широко известных в науке и технике благодаря своим уникальным физическим свойствам, в том числе способности проявлять компенсированные составы [1-3]. Особое внимание всегда привлекали соединения фазы Лавеса RM₂ (M = Fe, Co, Ni, Mn), обладающие высоким потенциалом в различных приложениях.

Целью настоящей работы являлось комплексное исследование фазового состава, кристаллической структуры, магнитных свойств многокомпонентных сплавов кубической симметрии (Sm,Ho,Y)Fe₂. Объектами данного исследования являлась серия поликристаллических образцов (Ho_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe₂.

Исходные сплавы серии $(Ho_{1-x}Y_x)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$ (x=0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0) были получены методом высокочастотной индукционной плавки в атмосфере особо чистого аргона. Для получения однофазного состояния выплавленные слитки заворачивали в железоникелевую фольгу, запаивали в кварцевые трубки, из которых откачивался воздух и заполнялся Ar, и выдерживали при 1073 К в течение 40 часов с последующей закалкой в воду.

Исследование микроструктуры и кристаллической структуры гомогенизированных образцов проводилось методами оптической микроскопии (микроскоп Neophot-30) и рентгеноструктурным методом (дифрактометр ДРОН-7), соответственно.

Рентгенограммы показывают, что все соединения (Ho_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe₂ являются однофазными (рис. 1 A) и имеют кристаллическую структуру кубической фазы Лавеса C15 (MgCu₂, пространственная группа Fd3m). Исследования поверхности металлографических шлифов образцов сплавов подтвердили их однофазность (рис.1 **Б**)



Рис. 1. А Рентгеновские дифрактограммы соединений (Ho_{1-x}Y_x)_{0,8}Sm_{0,2}Fe₂; Б Микрофотография поверхности образца Ho_{0,8}Sm_{0,2}Fe₂.

На рисунке 2 А представлена зависимость параметра решетки a соединений (Ho_{1-x}Y_x)_{0,8}Sm_{0,2}Fe₂ от концентрации Y. Увеличение концентрации Y приводит к увеличению a из-за большего атомного радиуса Y по сравнению с Ho.



Рис. 2. А Концентрационные зависимости параметра кристаллической решетки (синяя крива) и температуры Кюри (красная кривая) соединений (Ho_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe₂; Б температурные зависимости удельной намагниченности соединений (Ho_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe₂. Вставка: рассчитанная концентрационная зависимость суммарного магнитного момента ($M_{sat}(x)$) при 4,2 К и экспериментальное значение намагниченности насыщения (M_{sat}) при температуре 85 К для системы (Ho_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe₂.

Температурные зависимости удельной намагниченности для соединений представлены на рисунке 2 Б. Зависимость температур магнитного упорядочения от концентрации Y представлена на рисунке 2А. Увеличение параметра решетки приводит к ослаблению обменного взаимодействия и уменьшению точки Кюри.

Из температурных кривых $\sigma(T)$ видно, что в области значений параметра x = 0.4-0.6 в системе (Ho_{1-x}Y_x)_{0,8}Sm_{0,2}Fe₂ наблюдается магнитная компенсация редкоземельной и железной подрешеток.

Для соединения (Ho_{0,4}Y_{0,6})_{0,8}Sm_{0,2}Fe₂ намагниченность принимает наименьшее значение, по сравнению с остальными соединениями, т.е. сумма магнитных моментов подрешеток (направленных антипараллельно друг другу) компенсируют друг друга [3].

В рамках модели ферримагнетика с тремя подрешетками, магнитные моменты которого ориентированы коллинеарно относительно друг друга, была построена концентрационная зависимость магнитного момента при 4,2 К, представленная на вставке рисунка 2**Б** красной кривой, помимо этого на рисунке приведены экспериментальные значения намагниченности насыщения при температуре 85 К. Экспериментальные значения компенсационного состава хорошо согласуются с теоретической зависимостью.

Данные явление имеет важное практическое значение: варьируя концентрации атомов замещения вблизи компенсирующего состава, можно регулировать величину спонтанной намагниченности.

Исследования выполнены при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2023-0006). Исследования проведены в лабораториях электронной микроскопии и магнитных материалов Центра коллективного пользования Тверского государственного университета.

Литература

1. Buschow K. H. J. (1977). Intermetallic compounds of rare-earth and 3d transition metals. Reports on Progress in Physics, 40, 10, 1179.

2. Coey J. M. D. (2010). Magnetism and magnetic materials. Cambridge university press.

3. Chzhan, V. B., Tereshina, I. S., Karpenkov, A. Y., & Tereshina-Chitrova, E. A. (2018). Persistent values of magnetocaloric effect in the multicomponent Laves phase compounds with varied composition. Acta Materialia, 154, 303-310.