

BICMM - 2018

MAGNETIC MATERIALS. NEW TECHNOLOGIES

IRKUTSK, RUSSIA

24-28 AUGUST



МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ. НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Тезисы докладов
VIII Байкальской Международной конференции

г. Иркутск, Российская Федерация
24 – 28 августа 2018 г.

MAGNETIC MATERIALS. NEW TECHNOLOGIES

Abstracts of
8th Baikal International Conference

Irkutsk, Russia
August 24th – 28th 2018



Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Иркутский государственный университет»

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ. НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Тезисы докладов
VIII Байкальской Международной конференции

г. Иркутск, Иркутская область, Российская Федерация
24 – 28 августа 2018 г.

MAGNETIC MATERIALS. NEW TECHNOLOGIES

Abstracts of 8th Baikal International Conference

Irkutsk, Irkutsk region, Russia
August 24th – 28th 2018

УДК 537.6
ББК (В)22.334
М15

Печатается по решению редакционно-издательского совета ИГУ

Ответственный редактор
мнс, М. С. Деревянко

М15 **Магнитные материалы. Новые технологии:** тез. докл. VIII Байкальской Международной конференции. г. Иркутск, Иркутская область, Рос. Федерация, 24–28 августа 2018 г. / ФГБОУ ВО «ИГУ»; [отв. ред. М. С. Деревянко]. – Иркутск: Изд-во ООО «Репроцентр А1», 2018. – 198 с.

ISBN 978-5-00133-051-6



Материалы участников ВИСММ-2018 отражают новейшие результаты и достижения в области магнетизма.

Предназначены для ученых, специалистов, преподавателей вузов и студентов, специализирующихся в области физики магнитных явлений.

УДК 537.6
ББК (В)22.334

ISBN 978-5-00133-051-6

© ФГБОУ ВО «ИГУ»

Magnetic materials. New technologies (BICMM-2018) :

Abstracts of 8th Baikal International Conference. – Irkutsk : Publishing of Reprocentr A1, 2018. – 198 p.

The book of abstracts includes the original abstracts of plenary and oral and briefing talks and poster presentations. The abstracts reflect the new results and scientific achievements in the field of magnetism.

This book is recommended for scientists, specialists, university teachers and students.

8th Baikal International Conference “Magnetic materials. New technologies” (BICMM-2018) is supported by grant of Russian Foundation for Basic Research (grant 18-02-20098 Г).

© ISU, 2018

BICMM Chairman:

Alexander S. Sigov

President of the MIREA - Russian Technological University

BICMM Vice-Chairmans:

Gavriliuk Alexey

Head the Department of Solid State Electronics, Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

Aleksandr Semirov

Head the Teachers' Training Institute of Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

BICMM Secretary: Derevyanko Mikhail, Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

Program Committee

- **Nikolai Perov**
- **Alexander Granovsky**
- **Nikolai Mushnikov**
- **Vladimir Vaskovskiy**
- **Galina Kurlyandskaya**
- **Rauf Iskhakov**
- **Sergei Ovchinnikov**
- **Sergei Aplesnin**
- **Viktor Gromov**
- **Boris Gavriliuk**
- **Andrey Zubarev**
- **Felix Blyakhman**
- **Yuri Kalinin**
- **Dmitry Balaev**
- **Konstantin Zvezdin**

International Advisory Committee

- **Hironaga Uchida**
- **Mitsuteru Inoue**
- **Teruo Ono**
- **Jauyn Grace Lin**
- **Aitor Larrañaga Varga**
- **Rastislav Varga**
- **Reinhard Kremer**

Local Committee

Co - chairmans:

- **Sergey Zubritsky**
- **Aleksey Moiseev**
- **Aleksandr Mokhovikov**
- **Viacheslav Kudryavtsev**
- **Natalia Morozova**
- **Evgeny Golygin**
- **Varvara Nemirova**
- **Vladimir Kokorin**

TOPICS OF CONFERENCE:

- ❖ **Magnetic materials for recording.**
- ❖ **Soft magnetic materials.**
- ❖ **Hard magnetic materials.**
- ❖ **Nanomagnetism and Nanostructure.**
- ❖ **Multiferroics.**
- ❖ **Magnetic domains, domain walls, processes of magnetic reversal.**
- ❖ **Magneto-optical phenomena.**
- ❖ **Transport phenomena, giant magnetic resistance, giant magnetic impedance.**
- ❖ **Magnetic anisotropy, magnetostriction, magnetoelastic phenomena.**
- ❖ **Principles and techniques of measurement of magnetic parameters.**
- ❖ **Modern technologies for receipt of materials.**
- ❖ **Methods of teaching materials technology disciplines.**

Official languages of BICMM-2018: English and Russian

BICMM-2018 official web-site:

http://www.bicmm.isu.ru/index_e.html (English)

<http://www.bicmm.isu.ru> (Russian)

Program of the BICMM-2018

August, 24th (Friday)	
Registration of BICMM-2018 participants (Irkutsk, Lermontov st., 124)	9⁰⁰-13⁰⁰
Conference opening ceremony	13⁰⁰-13¹⁵
Plenary Talks	13¹⁵-16³⁵
Coffee break	16³⁵-16⁵⁵
Oral Presentations	16⁵⁵-18²⁵
Welcome Party	18²⁵-20²⁵
August, 25th (Saturday)	
Plenary Talks	9⁰⁰-12²⁰
Coffee break	12²⁰-12⁴⁰
Oral Presentations	12⁴⁰-14³⁰
Lunch	14³⁰-16¹⁰
Oral Presentations	16¹⁰-17⁴⁰
Coffee break	17⁴⁰-18⁰⁰
Poster Presentation (Sections PA, PB, PC, PD)	18⁰⁰-19³⁰
August, 26th (Sunday)	
Plenary Talks	9⁰⁰-11⁴⁰
Coffee break	11⁴⁰-12⁰⁰
Baikal Excursion Program	12⁰⁰-
August, 27th (Monday)	
Plenary Talks	9⁰⁰-11⁴⁰
Coffee break	11⁴⁰-12⁰⁰
Oral Presentations	12⁰⁰-14⁰⁰
Lunch	14⁰⁰-15⁴⁵
Oral Presentations	15⁴⁵-17⁰⁵
Coffee break	17⁰⁵-17²⁰
Poster Presentation (Sections PE, PF, PG, PH, PI, PJ, PK, PL)	17²⁰-19⁰⁰
Conference dinner	19⁰⁰
August, 28th (Tuesday)	
Oral Presentations	9⁰⁰-10³⁰
Briefing	10³⁰-11⁵⁰
Coffee break	11⁵⁰-12¹⁰
Briefing	12¹⁰-13⁵⁰
Coffee break	13⁵⁰-14¹⁰
Concluding Remarks and Closing	14¹⁰-14³⁰

August, 24th (Friday)

Plenary Talks and Oral Presentations

INTER-PARTICLES INTERACTIONS IN MULTIFERROICS BASED ON MAGNETORHEOLOGICAL MATERIALS

**Perov N.S.^{1,2*}, Alekhina Yu.A.¹, Makarova L.A.^{1,2}, Samardak V.Yu.³, Ognev A.V.³,
Samardak A.S.³**

¹*Lomonosov MSU, 119991, Moscow, Russia*

²*Kant Baltic Federal University, 236041, Kaliningrad, Russia*

³*Far Eastern Federal University, 690950, Vladivostok, Russia*

**e-mail: perov@magn.ru*

РОЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ НА ОСНОВЕ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

**Перов Н.С.^{1,2*}, Алехина Ю.А.¹, Макарова Л.А.^{1,2}, Самардак В.Ю.³, Огнев А.В.³,
Самардак А.С.³**

¹*Московский государственный университет им.М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*

²*Балтийский федеральный университет им.И. Канта, 236041, Калининград, Россия*

³*Дальневосточный федеральный университет, 690950, Владивосток, Россия*

**e-mail: perov@magn.ru*

Recently the magnetoelectric transformation in magnetorheological elastomers with both ferromagnetic (FM) and ferroelectric (FE) microparticles was revealed [1,2]. It is proposed that displacements of FE particles in electric field and FM particles in magnetic field affect each other due to elastic polymer matrix acting as a coupling between them. Moreover, changing of concentration of FM particles in composite results in changing of interaction and as consequence in changing of remagnetization mechanisms of it. Namely, FM particles with strong anisotropy can be rotate and shift in the direction of an external magnetic field, but the inter-particles interaction can increase or decrease these motions. When the magnetic moments are aligned, dipole-dipole interaction leads to a magnetic cluster formation. Remagnetization of this cluster differs from the same process for a single particle as the effective anisotropy changes. Such cluster formation is heavily dependent on concentration of the FM component. One of the methods to investigate the changes of inter-particles interactions – first-order reversal curve (FORC) diagrams – is presented in this work.

The magnetorheological composites with different concentrations of FM microparticles (Fe or NdFeB) and/or ferroelectric (PZT) microparticles were investigated by VSM LakeShore at room temperature. FORC diagrams show that both iron (5 μ m) and neodymium-iron-boron (30 μ m) microparticles are pseudo single domain particles [3] which randomly and isotropically distributed in elastic medium. Partial substitution of FM particles by ferroelectric particles leads to changing of interaction between FM particles (Fig. 1(a,b)). Moreover, FORC diagrams are different even for the samples with the same concentration of NdFeB particles and with or without FE particles. Earlier it was shown that magnetic properties depend on concentration of the FE component [2] without any external electric fields and the FORC diagram confirms it.

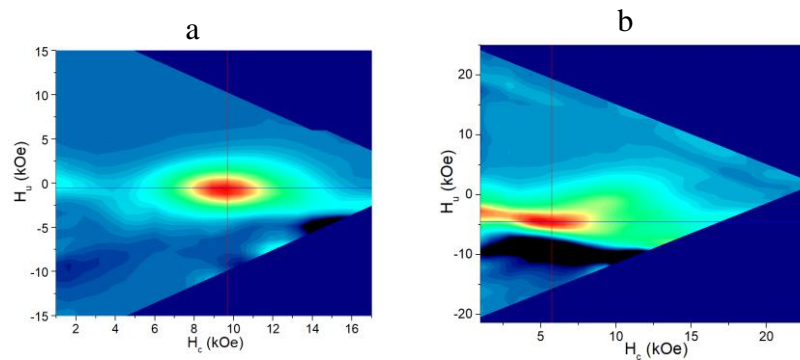


Fig.1. FORC diagrams for the elastomers with: a) neodymium-iron-boron particles, the content of particles in the sample is 20 vol.%; b) both neodymium-iron-boron (10 vol.%) and PZT (10 vol.%) particles.

Magnetic hysteresis loops of the composite with both iron and PZT particles without/with an external electric field are presented at the Fig.2. The difference between loops is represented by red nonmonotonic line and it indicates the influence of an electric field on the magnetic properties of the sample. Such reverse magnetoelectric transformation was found earlier in an elastomer with both neodymium-iron-boron and PZT particles [1]. But in the composites with soft magnetic iron particles the influence of PZT particles without the electric field is not sufficiently pronounced, as FORC diagrams for these samples are similar.

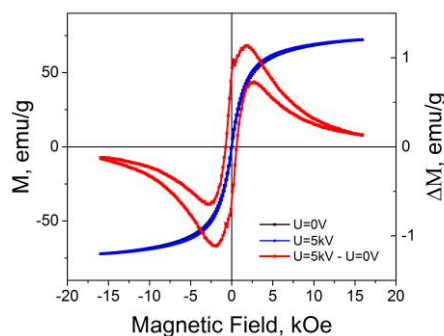


Fig.2. Hysteresis loops of the elastomer with both iron (10 vol.%) and PZT (10 vol.%) particles; in zero electric field (black line), in external electric field (blue line); difference between loops in absolute values emu/g (red line). Maximum changing of magnetic properties is 1.13 emu/g and it is observed at the field 1.8 kOe.

The interaction between FM particles in magnetorheological elastomers is influenced by the second type of the filler, namely, FE particles. The possibility of rotation and shifting of FM particles depends on inter-particles interactions, which were investigated with FORC diagrams. On the other hand, the influence of an external electric field on the magnetic properties of such composites also was shown. The presence of magnetodielectric [4] and magnetoelectric effects in such composites makes these materials promising for tunable multifunctional microwave devices.

References.

- [1] L.A. Makarova et al., IEEE Transactions on Magnetic, V. 53, N. 11. P. 17-03-0349 (2017).
- [2] L. Makarova et al., EPJ Web of Conference, V. 185. P. 07008 (2018).
- [3] A.R. Muxworthy and A.P. Roberts, Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism (Springer, Southampton, UK, 2007).
- [4] A.S. Semisalova et al., Soft Matter, V. 9, N. 47. P. 11318 (2013).

MAGNETOELECTRIC EFFECTS IN SOLID SOLUTIONS SELENIDES Mn_{1-x}GdxSe**Aplesnin S.S.^{1,2}, Kretinin V. V. ², Zhivul'ko A. M. ³**¹ *Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, RF*² *Reshetnev Siberian State University of Science and Technology, 660014, Krasnoyarsk, Russia*³ *Scientific-Practical Materials Research Center NAS of Belarus, 220072, Minsk, Belarus***e-mail:apl@iph.krasn.ru***МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ
СЕЛЕНИДОВ Mn_{1-x}GdxSe****Аплеснин С.С.^{1,2}, Кретинин В.В.², Живулько А.М.³**¹ *Институт физики им. Л.В. Киренского, обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН,
660036 Красноярск, Россия*² *Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, 660014,
Красноярск, Россия*³ *ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», 220072 Минск, Беларусь*

Материалы, в которых проявляется взаимосвязь магнитных и электрических свойств, магнитоэлектрики и мультиферроики представляют интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Линейный магнитоэлектрический эффект может возникнуть в результате зависимости орбитальных магнитных моментов от полярных искажений, индуцированных под действием электрического поля, так называемые «ионно-орбитальный» вклад в магнитоэлектрический отклик [1]. В электрически неоднородных системах эффект Максвелла-Вагнера может привести к гигантским значениям диэлектрической проницаемости и диэлектрической релаксации в отсутствие дипольной релаксации [2]. Эффект Максвелла-Вагнера также может индуцировать магнитоемкость в отсутствие взаимодействия между магнитной и электрической подсистемами, при условии существования магнитосопротивления в материале [3]. Такие эффекты ясно демонстрируют, что наличие магнитоемкости не достаточно для отнесения этих соединений к мультиферроикам. С другой стороны, магнитоемкость без магнитоэлектрической связи может быть более практичным для технологических применений, т.к. не требуется существование дальнего магнитного порядка.

Электрически неоднородную систему с орбитальным вырождением получим путем замещения двухвалентных ионов марганца трехвалентными ионами гадолиния. Так исходные соединения селенид марганца и селенид гадолиния относятся соответственно к полупроводникам и вырожденным полуметаллам, электрическое сопротивление которых отличается в 10^6 - 10^9 раз [4]. Селенид гадолиния имеет кубическую кристаллическую структуру типа каменной соли и антиферромагнитную структуру 2-го типа упорядочения с температурой Нееля $T_N=63$ К. Селенид марганца с ГЦК решеткой имеет аналогичную магнитную структуру с $T_N=137$ К. Спин-орбитальное и Ян-Теллеровское взаимодействие снимают вырождение t_{2g} электронных состояний и индуцирует расщепление спектра электронных возбуждений по спину.

В результате диэлектрическими свойствами можно управлять электрическим и магнитным полями.

Цель данных исследований установить вклад в магнитоэлектрическую связь за счет орбитального упорядочения электронов и эффекта Максвелла-Вагнера в спиннеупорядоченной области в твердых растворах $Gd_xMn_{1-x}Se$.

В твердых растворах $Gd_xMn_{1-x}Se$ проведено измерение удельного электросопротивления четырехзондовым методом в нулевом и магнитном поле 12 кЭ, направленным перпендикулярно току. Емкость и тангенс угла диэлектрических потерь ($tg\delta$) измерены на анализаторе компонентов АМ-3028 в интервале температур 90-450 К без магнитного поля и в магнитном поле $H=8$ кЭ. Магнитное поле прикладывалось параллельно пластинам плоского конденсатора. Заряд на поверхности образца регистрировался на Keithley 6517b electrometer. Магнитоёмкостный эффект $\delta\epsilon_H = (\epsilon(H,T) - \epsilon(0,T)) / \epsilon(0,T)$ определяется в результате исследования комплексной диэлектрической проницаемости.

В результате проведенных исследований в твердых растворах $Gd_xMn_{1-x}S$ обнаружен магнитоёмкостный эффект в парамагнитной области, для двух составов найдена смена знака магнитоёмкости. Логарифм частоты релаксации диэлектрических потерь экспоненциально растет при нагревании и зависит от магнитного поля. Для концентраций ионов гадолиния в области протекания найден гистерезис электрической поляризации и остаточная поляризация, которая растет при нагревании и исчезает выше критической температуры. Остаточная поляризация связана с накоплением носителей заряда на интерфейсе ионов марганца и гадолиния, которая зависит от подвижности поляронов с перескоковым механизмом проводимости.

Резкое уменьшение парамагнитной температуры Кюри и нелинейный рост эффективного магнитного момента от концентрации обусловлен ферромагнитным обменным взаимодействием между ионами марганца и гадолиния и вкладом орбитального магнитного момента ионов марганца вблизи интерфейса Mn-Gd. Найдена корреляция температур, при которых магнитная восприимчивость отклоняется от закона Кюри-Вейсса и диэлектрическая проницаемость уменьшается.

Экспериментальные данные объясняются в модели с орбитальным упорядочением. Замещение двухвалентного иона марганца трехвалентным ионом гадолиния приводит к вырождению t_{2g} электронных состояний, которое снимается с понижением температуры с образованием орбитальных поляронов с анизотропными эффективными массами и орбитальных корреляций магнитного углового момента на интерфейсе ионов марганца и гадолиния. При температуре ниже температуры Дебая поляроны пиннингуются с образованием локальных решеточных деформаций на интерфейсе, орбитального магнитного момента на узле и анизотропии диэлектрической проницаемости. Для концентраций ионов гадолиния, меньших концентрации протекания, образуется орбитальное стекло, а для более высоких концентраций индуцируется дальний орбитальный порядок на интерфейсе. Изменение орбитальных корреляций магнитного углового момента в магнитном поле меняет анизотропию диэлектрической проницаемости. Делокализация электронов и переход к зонному типу проводимости приводит к положительной магнитоёмкости в результате эффекта Максвелла-Вагнера.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ-БРФФИ № 18- 52-00009, № 18-32-00079 mol_a и госзадания 3.5743.2017/6.7.

Литература

1. A. Scaramucci, E. Bousquet, M. Fechner, M. Mostovoy, N.A. Spaldin. Phys. Rev. Lett. V.109, P.197203 (2012).
2. G. Catalan. Appl. Phys. Lett. V.88, P.102902 (2006).
3. M.M Parish, P.B. Littlewood, Phys. Rev. Lett. V.101, P.166602 (2008).
4. M. Prasad, A.K. Pandit, T.H. Ansari, R.A. Singh. Materials Chemistry and Physics. V.30, P.13 (1991).

THIN FILM-BASED DETECTORS WITH HIGH SENSITIVITY EMPLOYING GIANT MAGNETOIMPEDANCE EFFECT FOR MAGNETIC SENSING IN THE FIELD OF BIOMEDICAL APPLICATIONS

Kurlyandskaya G.V. ^{1*}

¹*Ural Federal University, Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, 620083*

**e-mail: galinakurlyandskaya@urfu.ru*

The creation of highly sensitive film sensors for biomedical applications is strongly demanded by the society. Its solution is only possible through a multidisciplinary approach bringing together engineering, physics, chemistry, materials science, nanotechnology and biomedicine, provided that the fundamentals are developed. Modern measuring instruments allow the precise evaluation of small alterations in the magnetic permeability or magnetic anisotropy in the living system or magnetic fields created by extracellular electric currents related to biosystem functionality [1]. A biosensor is an example of such an instrument. A magnetic biosensor is a compact analytical device in which a magnetic transducer converts a magnetic field variation into a change of physical parameter (frequency, current intensity, voltage drop, refractive index, etc.) [2]. One of the first magnetic biosensors was successfully developed based on the giant magnetoresistance effect [3]. A fundamental characteristic of a magnetic biosensor is sensitivity to an external field. The giant magnetoimpedance effect (GMI) provides a very high sensitivity with respect to the magnetic field [4]. There are GMI detectors of weak fields based on amorphous wires operating under pulsed excitation [5]. However, in comparison with sensors excited by a harmonic current [6], such detectors have a number of disadvantages (the inability to register signals at a signal-to-noise ratio of less than 0 dB; the design is not well matched with semiconductor integration technology, etc.). In this work we describe our experience in the development of magnetic sensors for biomedical applications with increased sensitivity using thin film sensitive elements based on the GMI effect.

The first GMI biosensor prototype was based on amorphous ribbons [7] and since then different magnetic materials have been tested for GMI sensitive elements focused on biodetection [8]. Figure 1(a) shows the evolution of GMI biosensor measurements. The first prototypes were close proximity sensors for the detection of magnetic labels of biomolecules (all beads situated at the same and very small distances d from the GMI element surface) [7-8]. The next step was the measurement of internalized superparamagnetic nanoparticles inside of a living cell (MNPs) employed as magnetic labels [9-10]. The distances between them and the sensitive element differ from each other for different MNPs ($d_1 \neq d_2 \neq d_3 \dots$ - Fig.1(b)). Finally, the possibility of evaluating the concentration of MNPs was demonstrated for a 3D case of ferrogel detection for which the distances between MNPs and the sensitive element differ from each other very much ($d_{f1} \neq d_{f2} \neq d_{f3}$ Fig.1(c)). Ferrogels are model materials, biomimetics of biological tissues based on synthetic polymers filled with MNPs. In the case of MNPs incorporated into living tissues, the evaluation of their stray fields becomes a very complex problem as the working distances of at least 1 mm order must be considered (in living cells they are of the order of 50 microns) [1]. Keeping in mind $|d|^{-3}$ law for the stray field strengths one can realize why the sensitivity of magnetic biosensors with respect to the applied field becomes a crucial condition. Appropriate modelling becomes absolutely necessary for 3D GMI detection [11].

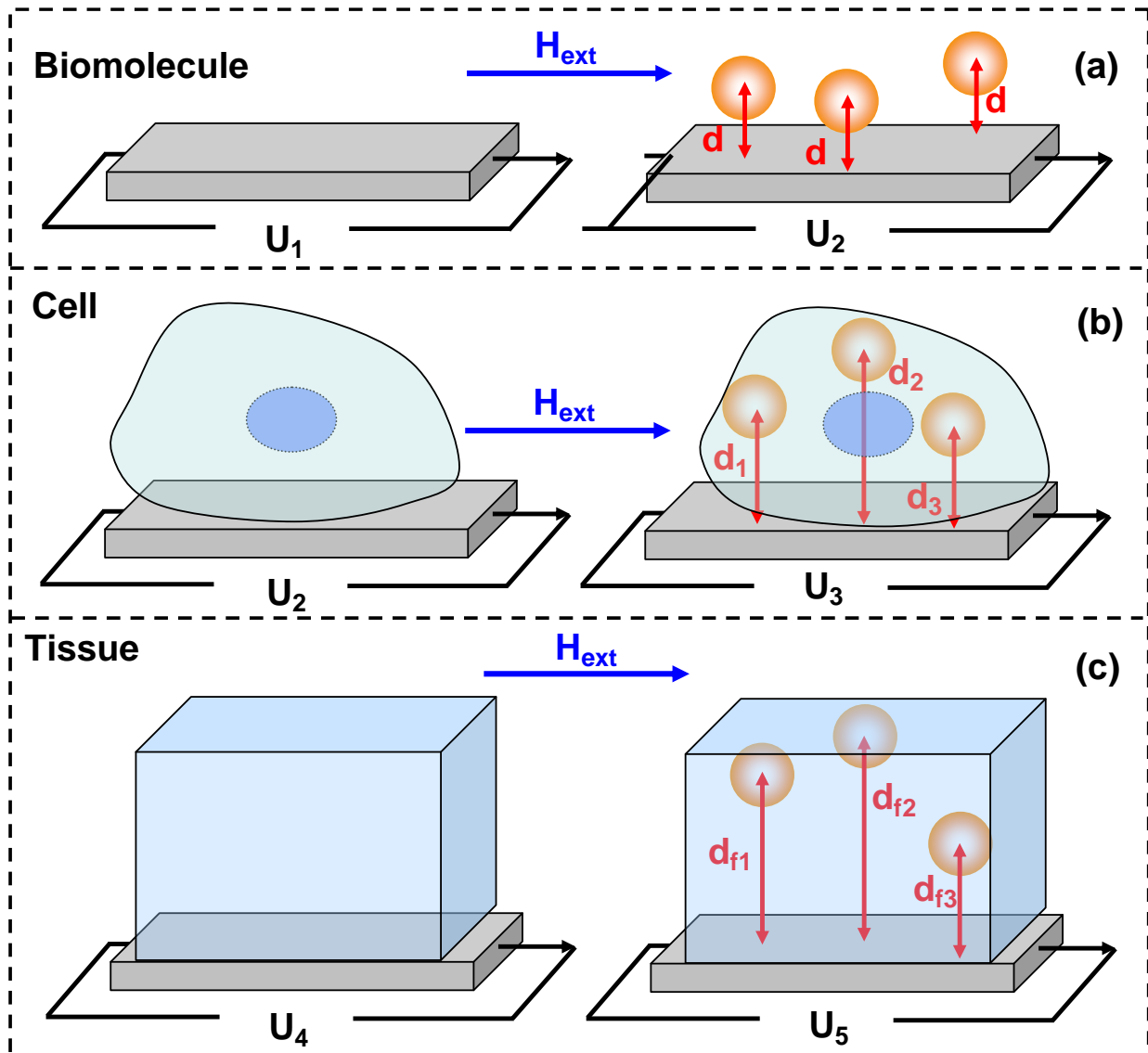


Fig.1. General schemes of GMI-biosensors: (a) testing with immobilized magnetic markers; (b) testing with magnetic markers internalized into living cells and (c) testing with magnetic markers embedded into model material (ferrogel) mimicking properties of natural tissue.

Author thanks I.V. Beketov, F.A. Blyakhman, N.A. Buznikov, A.A. Chlenova, E.V. Golubeva, A. Larrañaga, V.N. Lepalovskij, A.P. Safronov, S.V. Shcherbinin, A.V. Svalov, S.O. Volchkov for support. Work was supported by Russian Science Foundation (grant № 18-19-00090).

- [1] R. Glaser, Biophysics (Springer Verlag, Heidelberg, 1999).
- [2] G.V. Kurlyandskaya, Iu.P. Novoselova, et al. J. Magn. Magn. Mater. V. 431, P. 249–254 (2017).
- [3] D. R. Baselt, G.U. Lee, M. Natesan, et al., Biosens. Bioelectron. V. 13, N. 7-8, P. 731-739 (1998).
- [4] R.S. Beach and A.E. Berkowitz, J. Appl. Phys. V. 76, P. 6209–6213 (1994).
- [5] L.V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, et al., IEEE Trans. Magn., V. 31, N. 2, P. 1249-1260 (1995).
- [6] A. S. Antonov, S. N. Gadetskii, A. V. Granovskii, Phys. Met. Metallogr., V. 83, N. 6, P. 612-618 (1997).
- [7] G.V. Kurlyandskaya, M.L. Sanchez, et al., Appl. Phys. Lett. V. 82, N. 18. P. 3053-3056 (2003).
- [8] H. Chiriac, D.-D. Herea, and S. Corodeanu, J. Magn. Magn. Mater. V. 311, N. 1. P. 425-428 (2007).
- [9] A. Kumar, S. Mohapatra, V. Fal-Miyar, A. Cerdeira et al., Appl. Phys. Lett. V. 91, P. 143902 (2007).
- [10] F. Blanc-Beguín, S. Nabily, J. Gieraltowski, A. Turzo, S. Querellou, and P. Y. Salaun, J. Magn. Magn. Mater. V. 321, P.192-197 (2009).
- [10] G.V. Kurlyandskaya, E. Fernández, A.P. Safronov, et al., Appl. Phys. Lett. V. 106, 193702 (2015).
- [11] F.A. Blyakhman, N.A. Buznikov, T.F. Sklyar, A.P. Safronov, et al., Sensors V. 18, P. 257 (2018).

**PERMANENT MAGNETS AND MAGNETIC SYSTEMS BASED ON THEM.
PECULIARITIES OF PRODUCTION, AREAS OF APPLICATION AND
DEVELOPMENT PROSPECTS**

Shoomkin S.S., Bouriakov I.N., Kamynin A.V.
JSC "Spetsmagnit", 127238, Moscow, Dmitrovskoe ave., 58
inf@s-magnet.ru

**ПОСТОЯННЫЕ МАГНИТЫ И МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ НА ИХ ОСНОВЕ.
ОСОБЕННОСТИ ПРОИЗВОДСТВА, ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ И
ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ**

Шумкин С.С., Буряков И.Н., Камынин А.В.
АО «Спецмагнит», 127238, г. Москва, Дмитровское шоссе, д. 58
inf@s-magnet.ru

В настоящее время постоянные магниты и магнитные системы на их основе широко используются во всех отраслях промышленности. Открытие около полувека назад магнитотвердых материалов на основе сплавов редкоземельных металлов поспособствовало расширению возможностей для миниатюризации существующих приборов и устройств. Рынок представлен всеми магнитотвердыми материалами, однако, самую большую долю сейчас занимают сплавы системы неодим-железо-бор, применяемые при производстве постоянных магнитов и систем на их основе. Постоянные магниты на данный момент являются драйвером роста промышленности редких и редкоземельных металлов. Основными областями применения постоянных магнитов являются двигателестроение, производство нефтяных насосов и прочих электротехнических изделий, бытовая электроника и электровакуумная СВЧ электроника, а также авиастроение и автомобилестроение.

Крупными игроками рынка постоянных магнитов в РФ являются организации-дистрибьюторы продукции производства нескольких крупнейших фабрик КНР. Реальное отечественное производство постоянных магнитов представлено всего несколькими предприятиями.

Прогнозные возможности в потенциальных сферах применения постоянных магнитов находятся на междисциплинарном пересечении физики конденсированного состояния и науки о материалах, и обусловлены новыми научными достижениями. С целью постоянного улучшения производственной базы и качества применения своей продукции АО «Спецмагнит» осуществляет работу по совершенствованию основных технологических процессов и внедрению новых подходов, решений и прорывных идей, предлагаемых научным сообществом.

THE MAGNETIC NANOPARTICLES DETECTION IN BLOOD VESSELS
Blyakhman F.A.^{1,2*}, Volchkov S.O.¹, Mekhdieva K.R.¹, Sokolov S.Yu.^{1,2} and Chlenova A.A.¹

¹*Ural Federal University, 620002, Yekaterinburg, Russia*

²*Ural State Medical University, 620028, Yekaterinburg, Russia*

**e-mail: feliks.blyakhman@urfu.ru*

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ В КРОВЕНОСНЫХ СОСУДАХ

Бляхман Ф.А.^{1,2*}, Волчков С.О.¹, Мехдиева К.Р.¹, Соколов С.Ю.^{1,2}, Членова А.А.¹

¹*Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия*

²*Уральский государственный медицинский университет, 620028, Екатеринбург, Россия*

**e-mail: feliks.blyakhman@urfu.ru*

Работа посвящена разработке технологий детектирования магнитных наночастиц (МНЧ) в сосудах с целью их последующего использования в биомедицинских приложениях *in vivo* для характеристики потоков крови, морфологических особенностей кровеносных сосудов и адресной доставки лекарств. Наночастицы оксида железа в составе феррожидкостей (ФЖ) и феррогелей (ФГ) были использованы для экспериментов по визуализации магнитных материалов в прототипах кровеносных сосудов. ФЖ с различной концентрацией МНЧ испытывались на гидравлическом стенде, позволяющем симулировать движение крови по сосудам различной конфигурации с возможностью регулирования давления и скорости потоков в системе. Детектирование МНЧ осуществлялось с помощью высокочувствительного сенсора, работающего на основе гигантского магнитоимпедансного эффекта (ГМИ), и представляющего собой $[\text{Cu}/\text{FeNi}]_5/\text{Cu}/[\text{FeNi}/\text{Cu}]_5$ структуру. Также, были созданы компьютерная модель датчика и гемодинамическая модель артерии. Результаты компьютерного и экспериментального моделирования были сопоставлены при тестировании динамики крови по артерии со стенозом. ФГ на основе полиакриламида с различной концентрацией МНЧ были синтезированы и использованы в качестве прототипа платформы для адресной доставки лекарств по сосудам, управляемой внешним магнитным полем. Тестировалась гипотеза о возможности визуализации ФГ с помощью медицинского ультразвука. Образцы ФГ цилиндрической формы (2×6 мм) помещались в силиконовую трубку, заполненную водой. Эхолокация осуществлялась ультразвуковым аппаратом медицинского назначения. При детектировании ФЖ найдено качественное совпадение результатов экспериментального и компьютерного моделирования. В частности, установлено изменение ГМИ отклика в зависимости от скорости тока ФЖ в местах сужения сосуда, и это связано с увеличением количества МНЧ, проходящих в объеме над чувствительным элементом. При детектировании ФГ установлена зависимость между концентрацией МНЧ в геле и яркостью границ образцов. Полученный результат предположительно связан с влиянием МНЧ на упругие свойства ФГ. Зависимость отраженного эхосигнала от модуля Юнга феррогелей также установлена. Таким образом, результаты выполненного исследования дают основание говорить о возможности детектирования магнитных материалов на основе МНЧ в кровеносных сосудах для оценки, как параметров гемодинамики, так и визуализации ФГ в кровеносной системе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РНФ (№ 18-19-00090).

MAGNETIZATION PROCESS OF Tb-Co AMORPHOUS FILMS WITH UNIDIRECTIONAL ANISOTROPY

Svalov A.V.^{1*}, Ivanov V.E.¹, Lepalovskij V.N.¹, Gorkovenko A.N.¹, Neznakhin D.S.¹, Vas'kovskiy V.O.^{1,2}, Larrañaga A.³ and Kurlyandskaya G.V.^{1,3}

¹*Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia*

²*Institute of Metal Physics, UB RAS, 620990, Ekaterinburg, Russia*

³*Universidad del País Vasco (UPV/EHU), 48080, Bilbao, Spain*

**e-mail: andrey.svalov@urfu.ru*

At present, there is a new wave of interest in amorphous rare earth-transition metal films caused by the phenomenon of ultrafast magnetization reversal induced by femtosecond laser pulses [1] and the expectation to use these films in the spin valves [2]. In the present work, structural and magnetic properties of Tb-Co amorphous thin films were studied.

Tb-Co films were prepared by magnetron sputtering deposition onto glass substrates at room temperature. A magnetic field of 250 Oe was applied during sample deposition parallel to the substrate surface in order to induce a uniaxial magnetic anisotropy. According to the X-ray

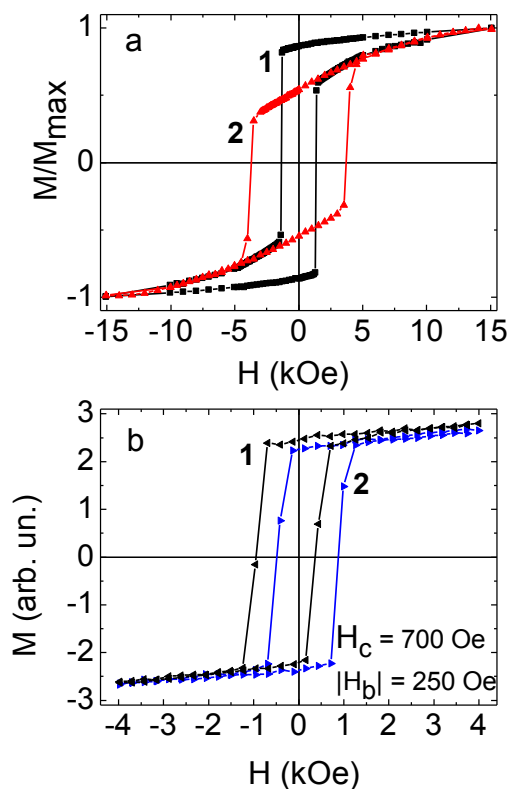


Fig. 1. a: full hysteresis loops measured in the film plane in the EA direction (1) and perpendicular to the film plane (2); b: partial hysteresis loops measured in the film plane in the EA direction after sample magnetization applying field of 20 kOe perpendicular to the film plane with “up” (1) and “down” (2) direction.

diffractogram, Tb-Co film was amorphous – no well defined peaks were observed. The shape of VSM hysteresis loops measured in the film plane in the easy magnetization (EA) direction and perpendicular to the film plane indicates that in the sample there are phases with “in plane” and “out of plane” magnetization components (Fig. 1,a). Magneto-optical measurements showed that in the film part near substrate the magnetization lies in the film plane, whereas near film surface the magnetization is oriented perpendicular to the film plane. Moreover, partial hysteresis loops measured in the film plane in the EA direction after sample magnetization applying field of 20 kOe perpendicular to the film plane with “up” and “down” direction were shifted in different directions along the abscissa with respect to zero field by $|H_b| = 250$ Oe (Fig. 1,b).

Magnetization process and the mechanism for the appearance of exchange bias in Tb-Co amorphous film with different magnetic anisotropy components are discussed in the present work.

This study was supported by RFBR (grant 17-02-00236-a).

[1] C.D. Stanciu, A. Tsukamoto, A.V. Kimel, F. Hansteen, A. Kirilyuk, A. Itoh, and T. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* V.99, P. 217204-4 (2007).

[2] A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya, and V.O. Vas'kovskiy, *Appl. Phys. Lett.* V.108, P. 063504-4 (2016).

NONUNIFORM DISTRIBUTION OF THIN NiFe FILMS MAGNETIC PARAMETERS NEAR THEIR EDGES

Skomorokhov G.V.¹, Belyaev B.A.^{1,2} and Solovev P.N.^{1,2*}

¹Kirensky Institute of Physics, SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia

²Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia

*e-mail: psolovev@iph.krasn.ru

НЕОДНОРОДНОСТИ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТОНКИХ ПЛЕНОК NiFe ВБЛИЗИ ИХ КРАЕВ

Скоморохов Г.В.¹, Беляев Б.А.^{1,2}, Соловьев П.Н.^{1,2*}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия

²Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия

*e-mail: psolovev@iph.krasn.ru

В работе изучены неоднородности распределения магнитных параметров тонких нанокристаллических пленок пермаллоя по их площади. Образцы были изготовлены методом DC-магнетронного распыления мишеней различного состава ($\text{Ni}_{60}\text{Fe}_{40}$ - $\text{Ni}_{85}\text{Fe}_{15}$) на высококачественные подложки из кварцевого стекла с шероховатостью не более 1 nm и толщиной 0.5 mm. Толщина пленок составляла ~60 nm. Были изготовлены серии образцов, получаемые распылением одной и той же мишени, но при различных токах I (0.5, 0.75, 1, 1.25 A) что приводило к различным скоростям осаждения. На сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса (ФМР) [1] были измерены распределения по площади образцов с шагом 1 mm основных магнитных характеристик: эффективной намагниченности насыщения M_{eff} , величины H_k и угла направления θ_k плоскостной одноосной магнитной анизотропии,

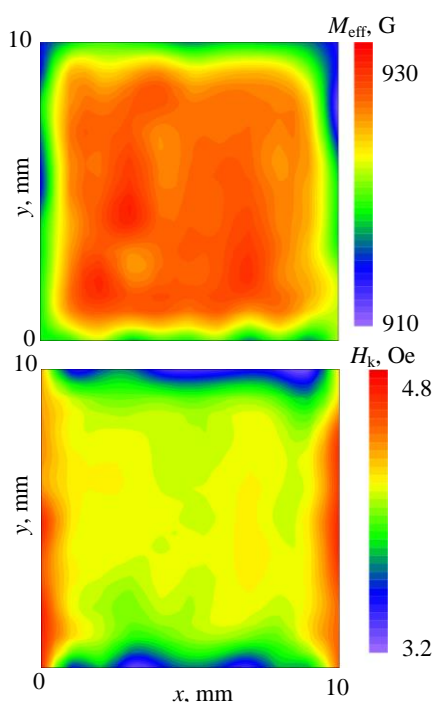


Рис. 1. Распределения эффективной намагниченности M_{eff} и поля анизотропии H_k по площади пленки $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$.

ширины линии ФМР. Измерения сделаны на нескольких частотах f поля накачки.

На рис. 1 показаны измеренные на частоте $f = 2.24$ GHz распределения величин M_{eff} и H_k по площади пленки состава $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ($I = 1.25$ A). Достаточно высокая однородность измеренных параметров, наблюдаемая в центральной области пленки, резко нарушается вблизи ее краев. Намагниченность M_{eff} на краях уменьшается на ~3% относительно центра пленки. H_k увеличивается почти на 20% вблизи тех краев пленки, которые были ориентированы параллельно приложенному в ходе напыления образцов постоянному магнитному полю H , и уменьшается примерно на ту же величину вблизи краев, перпендикулярных H . В работе обсуждаются возможные объяснения наблюдаемых в эксперименте эффектов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-32-00086.

[1] B.A. Belyaev, A.V. Izotov, A.A. Leksikov, IEEE Sens. 5 (2005) 260.

THE APPEARANCE OF FERROMAGNETISM IN NANOPARTICLES OF CERAMS WITH THE PEROVSKITE BeTiO₃ STRUCTURE

Pavlov A.V.^{1,2}, Kveglis L.I.^{1,2}, Nasibulin R.³, Zakharova E.V.¹

¹ FGAOU IN Siberian Federal University, Krasnoyarsk, the Russian Federation.

²RGP on PHV "East Kazakhstan State Technical University of D. Serikbayev", Ust-Kamenogorsk, Republic of Kazakhstan.

³Tomsk State University, Tomsk, Russia

*e-mail: kveglis@list.ru

The most effective material having good heat conductivity and ability to absorb microwave radiation, the structure of BeO of the +30th% mass is now. The % of TiO₂ (BT-30), however, increase in value of heat conductivity on condition of saving the absorbing characteristics is of great interest to electronic industry[1,2]. This work identification the nature of appearance and growth magnetization and conductivity of beryllium ceramics at agglomeration is result of her with nanopowder addition TiO₂.

The icosahedral phase is formed in the nanopowder of titanium dioxide and differs from the structure of rutile by the presence of tetrahedra instead of octahedra. It is known [3] that the electrical conductivity of the icosahedral phase can be of an electronic nature. It can be assumed that the appearance of magnetization and the electrical conductivity found in the experiment during the sintering of the TiO₂ nanopowder, rutile powder, and beryllium oxide powder is associated with the formation of the icosahedral phase in the TiO₂ nanopowder and further in the perovskite structure where the 12 vertex is replaced with the icosahedron.

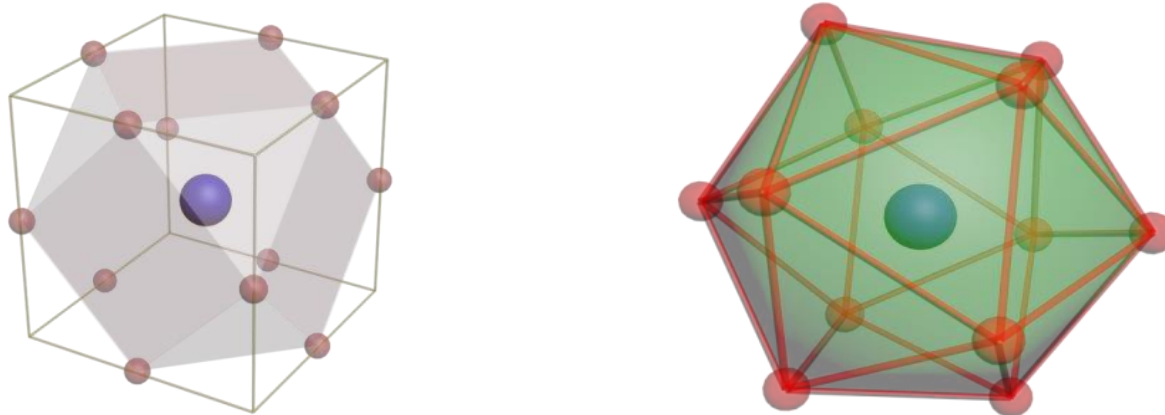


Fig. 1. Two types of 12-vertex: a-cube octahedron, b-icosahedron, consisting of 20 densely packed tetrahedra, corresponding to the perovskite structure detected by the methods of structural analysis. Oxygen atoms are marked in red.

References.

- [1] V.S. Kiiko, M.A. Gorbunova, Yu.N. Makurin [etc.] Microstructure and conductivity of composite (BeO+TiO₂)- ceramics // New refractory materials. – 2007. - №11. – P. 68-74.
- [2] Kiiko, V. S. Transparent beryllium ceramics for laser technology and dosimetry of ionizing radiation // New refractory materials. - 2004. - № 5. - P. 40-48.
- [3] G.H. Panova, N.A. Chernoplekov, A.A. Shikov, Thermal capacity and resistance of icosahedron Zr₇₀Pd₃₀ alloy and its amorphous and crystal analogs. Physics of a solid body, 2005, volume 47, issue 7.s 1165 - 1169.

August, 25th (Saturday)

Plenary Talks and Oral Presentations

MAGNETIC SCAFFOLDS FOR BIOLOGICAL TISSUE ENGINEERING**Zubarev A.Yu.***Ural Federal University, 620083, Ekaterinburg, Russia***e-mail: A.J.Zubarev@urfu.ru*

Magnetic polymers (gels and elastomers) are composite materials consisting of nano-sized magnetic particles embedded into a gel matrix. Combination of rich set of physical properties of the polymer and magnetic systems is very perspective for many progressive industrial, bioengineer and biomedical applications. Hydrogels with biocompatible magnetic particles are very promising for various biomedical technologies – for drug delivery and biosensors; construction of soft actuators and artificial muscles; for regenerative medicine and tissue engineering.

Nowadays nonmagnetic biocompatible hydrogels are actively used in bioengineering and clinical medicine as scaffolds for manufacturing, curing and regeneration of biological tissues.

The scaffolds, prepared of magnetic hydrogels, have several advantages in front of their nonmagnetic analogies. First, magnetic particles allow in-vivo visualization of the growing tissue, by using the magnetic resonance imaging. Second, as some experiments demonstrate, the particles stimulate proliferation of the tissue cells. Third, in vivo applications, magnetic particles functionalized with the agents of the tissue growth, can be attracted to the magnetic scaffold, providing intensification of this process. Fourth, in-vivo, magnetic hydrogels can be injected into the place of the tissue regeneration in a liquid state, with the help of a syringe, i.e. by the *microinvasive way*. Next, rheological properties and behavior of these magnetic implants can be controlled by the external field.

The above-mentioned advantages of the magnetic hydrogels in front of the nonmagnetic ones attract considerable interest of researches and bioengineers to these systems. We present a review of our recent progress on the field of the experimental study and theoretical modeling of the rheological properties of magnetic gels based on two types of biological polymers – fibrin and alginate acid as well. Experiments show that elastic modulus of these systems fast, much faster than it is typical for ordinary composites, increase with concentration of the embedded particles. Strong magnetorheological effects (dependence of rheological properties on applied magnetic field) has been detected for all studied biological ferrogels.

MAGNETIC PROPERTIES AND THE GIANT MAGNETOIMPEDANCE EFFECT IN THE MEMS-BASED MICROPATTERNED CoFeNiSiB AMORPHOUS RIBBONS

Zhen Yang^{1,2*}, S. O. Volchkov¹, E. V. Golubeva¹, Huanhuan Wang², Chong Lei³ and S. V. Scherbini^{1,4}

¹*Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia*

²*Xinyang Normal University, 464000, Xinyang, People's Republic of China*

³*Shanghai Jiao Tong University, 200240, Shanghai, People's Republic of China*

⁴*Institute of Electrophysics UD RAS, 620016, Ekaterinburg, Russia*

**e-mail: Zhen@urfu.ru*

Micro-Electro-Mechanical Systems (MEMS) technology can be defined as the development of device structural elements in the microns and even nanometer dimensions using the techniques of microfabrication. Recently, new micromagnetic field sensors based on MEMS technology have been developed due to their advantages for particular applications such as small size, light weight, low-power consumption, reduced cost, high functionality, good sensitivity and enhanced resolution [1-3]. There are examples of MEMS adapted to the field of magnetic sensors working on the basis of different magnetic effects. Among them giant magnetoimpedance effect (GMI) [4] had attracted special attention showing wide spectrum of employed magnetic materials (thin films, multilayered structures and rapidly quenched ribbons) [3, 5]. Cobalt-based amorphous ribbons show very good GMI characteristics with high sensitivity with respect to applied field, high mechanical properties and good thermal or corrosion stability [6-8]. Therefore, they are promising candidates for advanced magnetic sensor applications.

In this work, Co₇₅Fe₁₀Ni₂Si₈B₅ amorphous ribbons with close to zero magnetostriction were manufactured by the technique of rapid quenching from the melt. The MEMS technology combined with chemical wet etching was adopted for patterning previously annealed for stress relaxation ribbons. Single “microstrip” structure and N-shaped meander-line structures were designed and fabricated. Following geometrical parameters were used: with width of 280 μm, length of 5 mm for all samples and intervals of 30 μm for N-shape structure. A comparative analysis of the surface magnetic properties for micropatterned ribbons with different structures has been carried out by using the magneto-optical Kerr effect (MOKE) technique. The longitudinal and transverse giant magnetoimpedance effects in micropatterned single stripe ribbons and double N-shaped meander-line structures were investigated in a wide frequency range 1–300 MHz. The results showed that different magnetization processes took place in the patterned ribbons with different geometry. Figure 1 shows examples of the MOKE hysteresis loops for different GMI elements. Measurements in decreasing field were defined as “down” branch, measurements in the increasing field were defined as “up” branch.

The impedance was measured in the “microstripe” line of the holder connected to an Agilent HP E4991A impedance analyzer. The exciting current amplitude was 10 mA in all measurements. External quasi-static magnetic field H varying from +100 to –100 Oe was generated by a solenoid and was aligned either with the long parts of the meander (longitudinal impedance, configuration L) or with its short parts (transverse impedance, configuration T). Relative impedance $\Delta Z/Z$ ratio was defined as follows: $\Delta Z/Z(H) = 100 \times (Z(H) - Z(H_{\max}))/Z(H_{\max})$, where $H_{\max} = 100$ Oe. Direct current resistance R_{dc} was also determined for all samples by the two-point probe method.

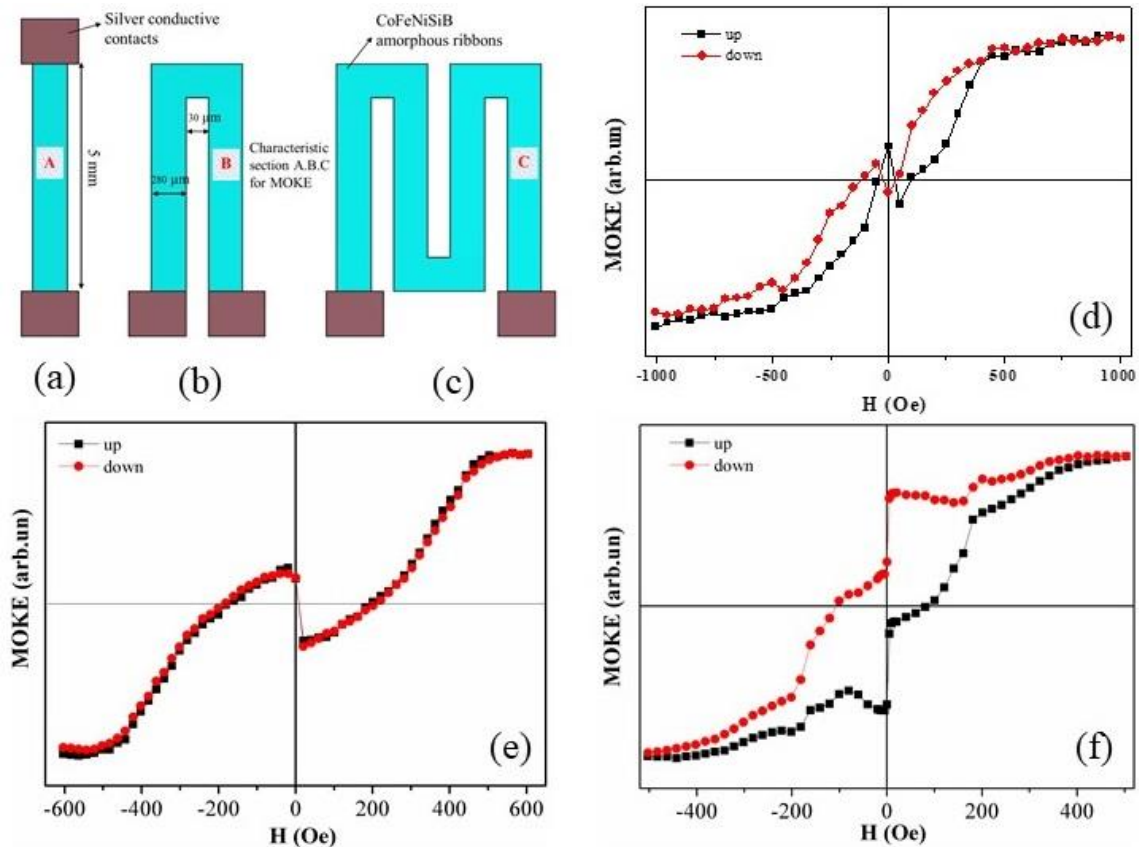


Fig.1. Schematic of the designed ribbon with single “microstrip” structure (a), single N-shaped meander-line structure (b), double N-shaped meander-line structure (c), MOKE $M(H)$ hysteresis loops (d) taken from the characteristic section A of single “microstrip” structure, (e) taken from the characteristic section B of N-shape structure and (f) taken from the characteristic section C of double N-shape structure. The external magnetic fields were applied perpendicular to the long side of the ribbon.

The maximum longitudinal GMI ratio of the total impedance $\Delta Z/Z = 9\%$ for single “microstrip” structure; $\Delta Z/Z = 21\%$ for single N-shaped meander-line structure and $\Delta Z/Z = 35\%$ for double N-shaped meander-line structure. The maximum transverse GMI ratio of the total impedance $\Delta Z/Z = 0.2\%$ for single “microstrip” structure; $\Delta Z/Z = 0.3\%$ for single N-shaped meander-line structure and $\Delta Z/Z = 0.7\%$ for double N-shaped meander-line structure. One can clearly see that longitudinal impedance variation is much higher in all cases under consideration. Despite the small size of the GMI sensitive element 35% effect for ribbon sample with 5 mm characteristic size is very promising for sensor applications.

Dr. Zhen Yang would like to thank Laboratory of magnetic sensors of Ural Federal University for travel grant, and A.A. Chlenova and A.N. Gor’kovenko for advanced training with MOKE measurements. Dr. Zhen Yang was also supported by Natural Science Foundation of Henan Province of China (162300410233), Henan Administration of Foreign Experts Affairs.

- [1] K. Watanabe, M. Kinoshita, T. Mine, et al. IEEE. Trans. Magn. P. 459-462 (2018).
- [2] S. Park, M. S. Al-Ghamdi, M. E. Khater, et al. J. Microelectromech. Sys. V. 26, N. 1. P. 255-263 (2017).
- [3] A. A. Yuvchenko, V.N. Lepalovskii, Vas'kovskii, et al. Techn. Phys. V. 59 N. 2, P. 230-236 (2014).
- [4] A.S. Antonov, S. N. Gadetskii, A. V. Granovskii, et al. Fiz. Met. Metalloved. V. 83 N. 6, 61-68 (1997).
- [5] A. Chizhik, V. Vega, A. E. M. A. Mohamed, et al. Intermetallics. V. 86, P. 15-19 (2017).
- [6] A.V. Semirov, D. A. Bukreev, A. A. Moiseev, et al. Tech. Phys. V. 56 N. 3. 395-399 (2011).
- [7] P. Butvin, M. Janošek, P. Ripka, et al. Sens. Actuators A. V. 184, P. 72-77 (2012).
- [8] K. Závěta, O. V. Nielsen, K. Jurek. J. Magn. Magn. Mater. V. 117, N. 1-2. P. 61-68 (1992).

POST-TREATMENT EFFECTS ON THE MAGNETIC ANISOTROPY OF IRON BASED METALLIC AMORPHOUS RIBBONS**Y. S. Chen¹, E. A. Golygin², A. A. Gavrilyuk² and J. G. Lin¹**¹*Center for Condensed Matter Sciences, National Taiwan University, Taipei 10617, Taiwan*²*Department of Physics, Irkutsk State University, Irkutsk, Russia***e-mail: jglin@ntu.edu.tw*

The effects of acid and heat treatment on the magnetic anisotropy of amorphous Fe₆₇Co₁₀Cr₃Si₅ B15 ribbons are studied, using the angular-dependent magnetization and ferromagnetic resonance (FMR). The change of FMR spectrum after acid treatment indicates that the surface precipitates in raw sample contain some magnetic elements. A post annealing under the field of 2000 Oe is applied to modify the magnetic anisotropy of ribbons, with the annealing temperature varying from 370 to 410 °C. At 370 °C, a magnetoelastic anisotropy field of +40 Oe is found in the sample with 60 mins acid-treatment, while it is -74 Oe for the sample with 30 mins acid-treatment. However, it approaches to zero at 410 °C for all samples, indicating the internal stress is fully released. This study demonstrates that FMR is an effective technique on investigating the details of magnetic anisotropy configuration against various post-treatment conditions for amorphous ribbons.

This work is financially supported in part by the Ministry of Science and Technology of R. O. C. under the projects of MOST106-2811-M-002-092 and MOST 105-2112-M-002-010-MY3; and also in part by the Goszadanie of Russian Federation (Project No. 3.1941.2017/PCh).

MAGNETOOPTICAL PLASMON IN GOLD AND GARNET COMPOSITE STRUCTURE

Uchida H.^{*}, Y., Goto T., Lim P. B., Nakamura Y., Inoue M.

Toyohashi University of Technology, Tempaku, Toyohashi, Aichi, 441-8580 Japan

**e-mail: uchida@ee.tut.ac.jp*

A magnetic material having periodical structure can change its original property; in a composite structure with Au particles, Faraday rotation is enhanced at a wavelength for exciting surface plasmon resonance [1]. When the Au particles are arranged randomly, a plasmonic wavelength is almost constant like 650 nm. However, the garnet composite with periodically arranged Au particles shows different optical and magneto-optical responses. In this presentation, we discuss optical and magneto-optical properties obtained by experiments and by using the finite-difference time-domain (FDTD) method.

Fig. 1 shows squarely arranged Au particles that were fabricated by electron beam lithography on a fused quartz substrate; Bi substituted yttrium iron garnet (Bi:YIG) film was deposited. In transmissivity and rotation spectra, several absorption bands and enhanced Faraday rotation were observed at the same wavelengths. The deepest absorption bands shifted to the long wavelength side with increasing periods of Au particles.

In FDTD simulation, similar transmissivity spectra with several absorption bands were also obtained. Behaviour of the shift of absorption bands and enhancement of Faraday rotation would be discussed.

Reference.

[1] H. Uchida, Y. Mizutani, Y. Nakai, A. A. Fedyanin and M. Inoue, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44, 064014 (2011).

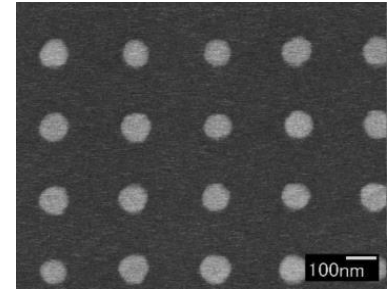


Fig. 1 A SEM image of squarely arranged Au particles. Period: 300nm, diameter: 103nm

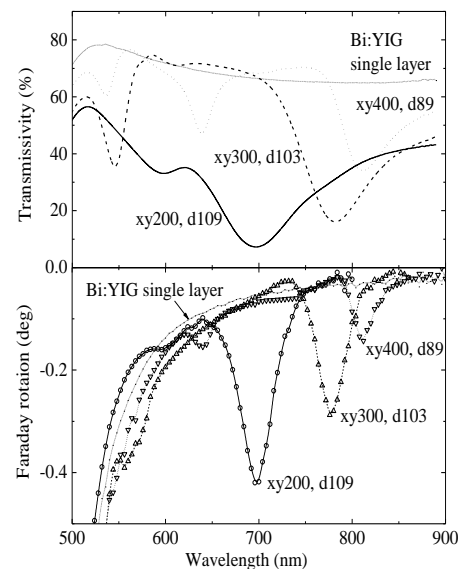


Fig. 2 Transmissivity and Faraday rotation spectra of the fabricated composite structures with squarely arranged Au particles. xy200 and d109 indicate a period and a diameter.

INFLUENCE OF Co SUBSTITUTION IN THE Fe SUBLATTICE ON THE MAGNETISM OF DyFe₅Al₇**Andreev A.V.^{1*}, Gorbunov D.I.², Neznakhin D.S.³, Henriques M.S.¹ and Šebek J.¹**¹*Institute of Physics, Czech Academy of Sciences, 18221 Prague, Czechia*²*Hochfeld-Magnetlabor Dresden (HLD-EMFL), Helmholtz-Zentrum, 01328 Dresden-Rossendorf, Germany*³*Institute of Natural Sciences, Ural Federal University, 620002 Yekaterinburg, Russia***e-mail: a.andreev@seznam.cz*

Effects of the Co substitution for Fe on the magnetism of the strongly anisotropic ferrimagnet DyFe₅Al₇ (tetragonal crystal structure of the ThMn₁₂-type) are studied using magnetization measurements in static (up to 14 T) and pulsed (up to 58 T) fields at 2-300 K on single-crystalline samples grown in a triarc furnace by modified Czochralski method. Since the Co analogue of DyFe₅Al₇ does not form, the homogeneity range of DyFe_{5-x}Co_xAl₇ is expected to be limited. Solubility limit is found as $x = 2.5$ [1]. Within the homogeneity range the lattice parameter a decreases by 0.7% whereas the parameter c stays constant. The easy-magnetization direction in all compounds is the [110] axis, the [001] axis is the hardest direction. In the ground state, the magnetic moment of Dy sublattice dominates. The spontaneous magnetic moment is $2.1 \mu_B$ in DyFe₅Al₇ and increases linearly to $3 \mu_B$ for $x = 2$ due to a decrease of the moment of the 3d-metal sublattice. With increasing temperature, a compensation of the Dy and 3d-metal sublattices is observed, above T_{comp} the total moment is along the 3d metal sublattice.

The Curie temperature T_C linearly falls from 231 K for $x = 0$ to 120 K for $x = 2.5$. The observed strong decrease of T_C in DyFe_{5-x}Co_xAl₇ with increasing Co content is unexpected because the Co substitution for Fe in 3d-4f intermetallic compounds usually increases the magnetic ordering temperatures due to the strengthening of exchange interactions. At the same time, $T_{\text{comp}} = 93$ K does not change within the homogeneity range. The compounds display anomalies for magnetic field applied along the easy magnetization direction. Two phase transitions are observed for DyFe₅Al₇ at the critical fields $\mu_0 H_{\text{cr1}} = 30$ T and $\mu_0 H_{\text{cr2}} = 53$ T. Both transitions display hysteresis and are of the first order. The pronounced difference between the curves measured for field applied along the [100] and [110] axes reflects a large anisotropy within the basal plane. DyFe_{4.5}Co_{0.5}Al₇ also displays two field-induced phase transitions of the first order, $\mu_0 H_{\text{cr1}}$ is also 30 T, $\mu_0 H_{\text{cr2}}$ shifts to 53 T. For the compounds with $x = 1$ and 2, the first-order transitions transform to a wide S-shape curve centered at 35 T. No field-induced transitions are observed along the [100] and [001] axes in all compounds.

Similar results, including drastic decrease of T_C , we observed also in analogous solid solutions with another rare-earth (R) metals, Ho [2] and Tm (preliminary data). In the talk we will compare the RFe_{5-x}Co_xAl₇ systems.

References

- [1] D.I. Gorbunov, A.V. Andreev, D.S. Neznakhin, J. Šebek, M.S. Henriques, Y. Skourski, S. Daniš, J. Wosnitza, J. Alloys Compd. v. 741, pp. 715-722 (2018).
- [2] A.V. Andreev, D.I. Gorbunov, J. Šebek, D.S. Neznakhin, *Influence of Co on the magnetism of HoFe₅Al₇*, J. Alloys Compd. v. 731, pp. 135-142 (2018).

PHASE TRANSITION IN OF THE CoP FILMS CAUSED BY THE OF SOLUTIONS Ph IN CHEMICAL DEPOSITION**Chzhan A.V.^{1,2}, Podorozhnyak S.A.^{1*}, Maltsev V.K., Krayukhin I.N.¹**¹*Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041 Russia*²*Krasnoyarsk State Agrarian University, Krasnoyarsk, 66049 Russia***srodinger@mail.ru***ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ПЛЕНКАХ СоР, ВЫЗВАННЫЙ pH РАСТВОРОВ ПРИ ХИМИЧЕСКОМ ОСАЖДЕНИИ****Чжан А.В.^{1,2}, Подорожняк С.А.^{1*}, Мальцев В.Н., Краюхин И.Н.¹**¹*Сибирский федеральный университет 660041, Красноярск, Россия*²*Красноярский государственный аграрный университет, 660049 Красноярск, Россия***srodinger@mail.ru*

Одной из интересных особенностей химического способа получения магнитных пленок заключается в том, что магнитные свойства образцов могут целенаправленно меняться условиями протекания химических реакций, например, кислотностью растворов pH, температурой осаждения и т.д.

В настоящей работе сообщается о фазовом переходе в решетке Со, который обнаруживается на аномальных изменениях магнитных свойств химически осажденных пленок СоР при различных pH. Повышение $\text{pH} > 7,2$ приводит к росту анизотропии и в области $\text{pH} \sim 8,8$ K_U составляет $\sim 6 \times 10^5$ Эрг/см³, дальнейшее повышение кислотности приводит к скачкообразному падению K_U до 5×10^4 Эрг/см³. Значение H_c в сильно анизотропной области превышает 1 кОе и уменьшается до нескольких единиц Э в пленках, полученных при высоких значениях pH.

Установлено [1], что наблюдаемые изменения магнитных свойств пленок СоР связаны с изменениями кристаллической структуры решетки Со. Рентгенограммы высокоанизотропных пленок свидетельствует о существовании в них кристаллитов с четко выраженной ГПУ структуры. При осаждении пленки в магнитном поле происходит упорядочение ориентаций кристаллографических осей отдельных кристаллитов, что и приводит к появлению макроскопической анизотропии. Подобный механизм возникновения K_U рассматривался ранее при охлаждении образцов поликристаллического Со в магнитном поле, предварительно нагретых выше температуры алотропного перехода [2]. В рентгенограммах низкоанизотропных пленок СоР присутствуют пики, соответствующие ГЦК фазе. Их наличие можно также обнаружить с использованием методики ЯМР, спектр сигналов которого состоит из небольших вкладов ГПУ и ГЦК фаз.

Из полученных результатов следует заключение, что изменение pH растворов приводит к модификациям решётки Со от ГПУ к искажённой ГЦК структуре, которая вносит основной вклад в сигналы ЯМР в области высоких значений pH.

[1] А.В. Чжан, С.А. Подорожняк, Г.Н. Бондаренко, М.Н. Волочаев, Г.С. Патрин. ФТТ. Т.59, в.7. С. 1413-1417 (2017).

[2] T. Sambongi, T. Mitui. *Jorn.of Phys. Socify of Japan*. V. 18, № 9. P.1253-1260.

FEATURES OF TEMPERATURE BEHAVIOUR OF MICROMAGNETIC STRUCTURE OF Ho₂Fe₁₇ SINGLE CRYSTALS

Pastushenkov Yu.G.^{1*}, Skokov K.P.², Lakhova M.B.¹ and Antonova E.S.¹

¹*Tver State University, 170100, Tver, Russia*

²*TU Darmstadt, 64278, Darmstadt, Germany*

**e-mail: yupast@mail.ru*

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ МИКРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДА Ho₂Fe₁₇

Пастушенков Ю.Г.^{1*}, Скоков К.П.², Ляхова М.Б.¹, Антонова Е.С.¹

¹*Тверской государственный университет, 1700100, г. Тверь, Россия*

²*Технический университет, 64287, г. Дармштадт, Германия*

**e-mail: yupast@mail.ru*

Ранее нами исследована в широком интервале полей и температур магнитная доменная структура (ДС) монокристаллов интерметаллических соединений R₂Fe₁₇ (R= Tb, Dy, Ho, Er) [1-2]. При этом было обнаружено особое поведение ДС соединения Ho₂Fe₁₇ в магнитном поле в области низких температур 10÷110K [2]. В настоящей работе более детально анализируются особенности низкотемпературной трансформации ДС соединения Ho₂Fe₁₇ в полях 0÷0,3 Тл. Соединение Ho₂Fe₁₇ во всем температурном интервале магнитного упорядочения обладает магнитокристаллической анизотропией типа легкая плоскость. При этом три оси легкого намагничивания (ОЛН) лежат в базисной плоскости гексагональной кристаллической решетки (оси b). Угол между этими осями составляет 120°. Несмотря на наличие трех ОЛН, в немногочисленных работах по анализу ДС соединений с таким типом анизотропии ранее была обнаружена только двухфазная ДС, содержащая 180°- соседства [3]. Применение в наших предыдущих работах [1,2] и данной работе температурных исследований ДС в присутствии магнитного поля позволило обнаружить новые особенности в ДС легкоплоскостных магнетиков, появляющиеся при температурном изменении констант магнитокристаллической анизотропии. В частности, в интерметаллиде Ho₂Fe₁₇, обнаружены ДС, содержащие наряду со 180-градусными 60- и 120 – градусные соседства. Показано, что возможность появления в присутствии магнитного поля третьей магнитной фазы в таких соединениях связана с рядом обстоятельств, в том числе с изменением коэрцитивности доменных границ. При этом местами зарождения третьей магнитной фазы служат доменные границы исходной двухфазной ДС и дефекты структуры образцов.

По результатам проведенных исследований предложена реалистическая модель ДС гексагонального магнетика с типом анизотропии легкая плоскость.

Данная работа поддержана Министерством образования и науки РФ, проект № 3.7849.2017/8.9.

[1] Ю.Г. Пастушенков, К.П. Скоков, М.Б. Ляхова, Е.С. Антонова. *Металловедение и термическая обработка металлов*. Т.10. С. 17-19 (2016).

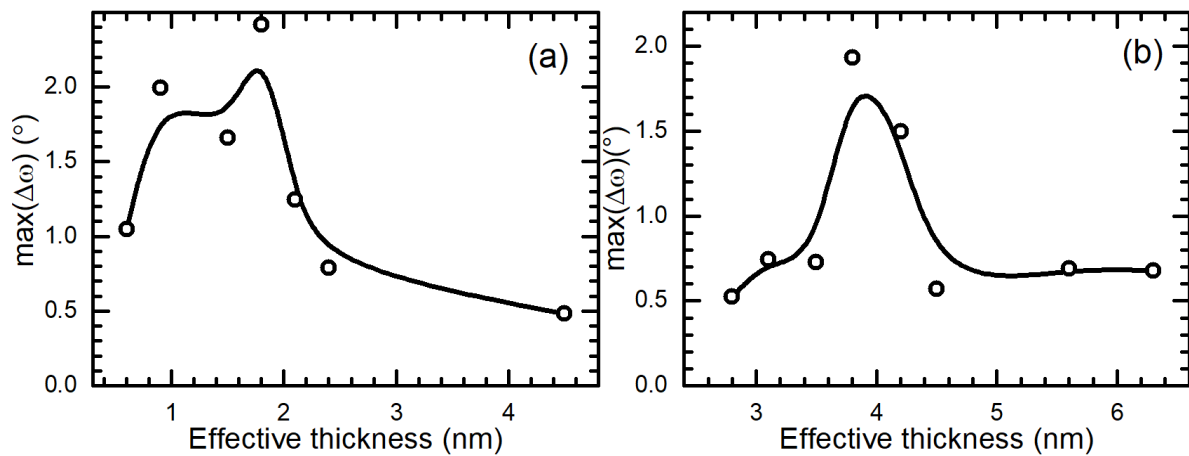
[2] Yu.G. Pastushenkov, K.P. Skokov, E.S. Antonova, T.I. Ivanova, J.S. Bartolomé. *J. All. and Comp.* V.689. P.894-898 (2016).

[3] В. Grieb, H.H. Stadelmaier, E-Th. Henig. *Materials Lett.* V.8, N.10. P. 396-399 (1989).

ANOMALOUS OPTICAL NONRECIPROCITY IN MAGNETIC NANOISLAND ARRAYS**Boltaev A.P., Pudonin F.A., Sherstnev I.A.*****, Egorov D.A.***Lebedev Physical Institute of RAS, 119991, Moscow, Russia.***e-mail: igor.sherstnev@gmail.com***АНОМАЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НЕВЗАИМНОСТЬ В МАССИВАХ МАГНИТНЫХ
НАНООСТРОВОВ****Болтаев А.П., Пудонин Ф.А., Шерстнев И.А.*, Егоров Д.А.***Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия.***e-mail: igor.sherstnev@gmail.com*

В настоящее время интенсивно исследуются киральные системы различного типа. Под киральностью понимают свойство объекта не совмещаться со своим отображением в плоском зеркале при каком-либо перемещении и вращении, т.е. левая и правая асимметрия. Одним из проявлений киральности в твердых телах является эффект оптической невзаимности, связанный с неэквивалентностью величины коэффициента оптического отражения от структуры при изменении направления распространения света на противоположное. В массивах магнитных наночастиц специальной формы также наблюдается эффект невзаимности, обусловленный вихревым типом намагниченности [1]. Ранее [2], нами было обнаружено, что в массивах из магнитных наностростровов (FeNi) и в многослойных системах на их основе может возникать супервихревой тип намагниченности, когда вихрь сосредоточен не в отдельных наностростровах, а распределен по их множеству. Мы полагаем, что наностростровковые системы с супервихревой намагниченностью могут быть киральными и в них может наблюдаться эффект оптической невзаимности.

Для прецизионных измерений эффекта оптической невзаимности методом RF-распыления были выращены структуры, состоящие из нескольких островковых слоев FeNi, разделенных диэлектрической пленкой Al₂O₃ – [FeNi-Al₂O₃]_N. Было приготовлено несколько серий образцов с различными эффективными толщинами островковых пленок FeNi, с различной толщиной буферных разделительных слоев Al₂O₃ и с различным числом периодов N в многослойной структуре. Для увеличения точности измерений в данной работе изучалось не изменение интенсивности отраженного р-поляризованного света ΔR_p при повороте образца на 180⁰, а измерялся угол ω , на который поворачивалась плоскость поляризации отраженного света при вращении образца, т.е. $\Delta\omega(\varphi) = \omega_p(\varphi) - \omega_p(\varphi+180^0)$. В этом случае ошибки измерения будут минимальными, т.к. угол поворота плоскости поляризации слабее зависит от нестабильности интенсивности отраженного (рассеянного) света и вариации поглощения света наностростровами. Эффект невзаимности имел место, когда $\Delta\omega \neq 0$.



Максимальная величина невязности для структуры $[\text{FeNi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_7$ для (a) различных толщин слоя FeNi при толщине слоя Al_2O_3 7 нм и (b) различных толщин слоя Al_2O_3 при толщине слоя FeNi 1.2 нм.

На всех исследуемых структурах было обнаружено, что $\Delta\omega \neq 0$, т.е. наблюдается эффект невязности. Величина $\Delta\omega \sim 1-2^0$ является аномально большой. Типичная зависимость $\Delta\omega$ от эффективной толщины слоев FeNi в структуре $[\text{FeNi}(d)-\text{Al}_2\text{O}_3(7 \text{ nm})]_7$ представлена на Рисунке (a). Зависимость $\Delta\omega(d)$ имеет широкий максимум от 0.8 до 1.7 нм. Толщина слоя FeNi $d \approx 1.7 \text{ nm}$, соответствует перколяционному порогу для FeNi [3], когда обменное взаимодействие между островами максимально, что свидетельствует о связи эффекта невязности с внутрислоевым обменным взаимодействием. Уменьшение $\Delta\omega$ для $d > 1.7 \text{ nm}$ связано с тем, что пленка начинает быть сплошной. Мы полагаем, что межслоевое обменное взаимодействие между островами в соседних островковых слоях также может влиять на величину эффекта невязности. Для проверки этого утверждения был исследован эффект невязности для структур с переменной толщиной слоя Al_2O_3 при фиксированной толщине островковых слоев FeNi ($d \approx 1.2 \text{ nm}$). На Рисунке (b) виден явный пик максимума невязности. Неожиданным является большой по величине максимум $\Delta\omega \approx 2^0$ при $d(\text{Al}_2\text{O}_3) \approx 4.0 \text{ nm}$. При такой толщине буферного слоя межслоевое обменное взаимодействие должно сильно затухать. Можно предположить, что в данных структурах двойной обмен происходит не между отдельными магнитными моментами в соседних слоях, а между супервихрями в слоях. Мы полагаем, что, если, в соответствии с [2], в каждом островковом слое имеет место супервихревая намагниченность, то направление закручивания супервихря может также зависеть от эффективной толщины буферного слоя Al_2O_3 , т.е. и величина эффекта невязности может зависеть от толщины Al_2O_3 .

Работа поддержана грантом РФФ №17-72-20030.

- [1] O. G. Udalov, M. V. Sapozhnikov, E. A. Karashtin *et al*, Phys. Rev. B, V.86, P.094416 (2012)
 [2] A.P.Boltaev, F.A. Pudonin, I.A.Sherstnev, Appl. Phys. Lett., V.102, P.142404 (2013)
 [3] А.П.Болтаев, Ф.А.Пудонин, И.А.Шерстнев, Д.А.Егоров, ЖЭТФ, Т.152, В.3(9), С.547 (2017)

SPONTANEOUS TRANSITIONS AT CONSTANT TEMPERATURE IN FERROMAGNETICS WITH SHAPE MEMORY

Нepochatykh Yu. I.¹, Metlov L.S.^{1,2*}

¹*Donetsk Institute for Physics and Engineering, 83114, Donetsk, Ukraine*

²*Donetsk National University, 83003, Donetsk, Ukraine*

**e-mail: lsmet@donfti.ru*

СПОНТАННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПРИ ПОСТОЯННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ

Нepochатыx Ю.И.¹, Метлов Л.С.^{1,2*}

¹*Донецкий физико-технический институт, 83114, Донецк, Украина*

²*Донецкий национальный университет, 83003, Донецк, Украина*

**e-mail: lsmet@donfti.ru*

Материалы с эффектом памяти формы относятся к весьма перспективным материалам для использования в различных технических и интеллектуальных приложениях и современных технологиях [1]. Кроме того, материалы обладают рядом феноменальных свойств, представляющих интерес с фундаментальной точки зрения. Особый класс материалов, обладающих эффектом памяти формы, это материалы, например, сплавы Гейслера, в которых одновременно могут протекать структурные и магнитные фазовые переходы. При этом структурные фазовые переходы могут протекать в условиях наличия или отсутствия магнитного упорядочения или даже одновременно с ним [2].

Структурный фазовый переход, как правило, первого рода имеет некоторый температурный интервал лабильности, на котором могут сосуществовать высокосимметричная (аустенит) и низкосимметричная (мартенсит) фазы. Для сплавов Гейслера это достаточно узкий интервал, порядка 5-6 градусов [3, 4]. Домены различных мартенситных фаз будут отделены двойниковыми границами, в то же время будут иметься границы, отделяющие аустенитную и каждую из мартенситных фаз.

При исследовании материалов часто используется запись их характеристик, когда температура во времени меняется с некоторой постоянной скоростью. При прохождении критических точек наблюдают скачки и перепады регистрируемого отклика на соответствующие изменения различных магнитных и структурных характеристик. Как правило, это связывают с изменением состояния системы при различных температурах, и полагается, что текущая температура является главной причиной наблюдаемых особенностей, и чтобы они имели место, температура должна обязательно меняться.

Однако и при фиксированной температуре на интервале лабильности также записываются крутые изменения во времени регистрируемого сигнала, несколько меньшие по амплитуде, чем при прохождении этой точки по температуре, но многократно превышающие уровень шумов на записи. Один из примеров такой записи приведен на рис. 1.

Наличие и значение критических точек определено на температурной зависимости магнитной восприимчивости по положению скачкообразных изменений магнитной восприимчивости на интервале мартенситного перехода в $\text{Ni}_{55}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{24}$.

Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ измеряли по амплитудному отклику автодина («несущая» частота автодина ~ 5 MHz) на модулирующее поле 330 Hz с амплитудой 1-10 Oe. Образцы помещали в выносную катушку индуктивности автодина, которая находилась в температурной ячейке. Воздействие внешнего переменного магнитного поля приводит к изменению магнитного состояния образца, что модулирует высокочастотную «несущую» автодина. Амплитуда этой модуляции пропорциональна магнитной восприимчивости (на частоте модуляции) исследуемого вещества ($A \propto \chi$), поэтому ход кривой $A=f(T)$ эквивалентен ходу температурной зависимости $\chi(T)$.

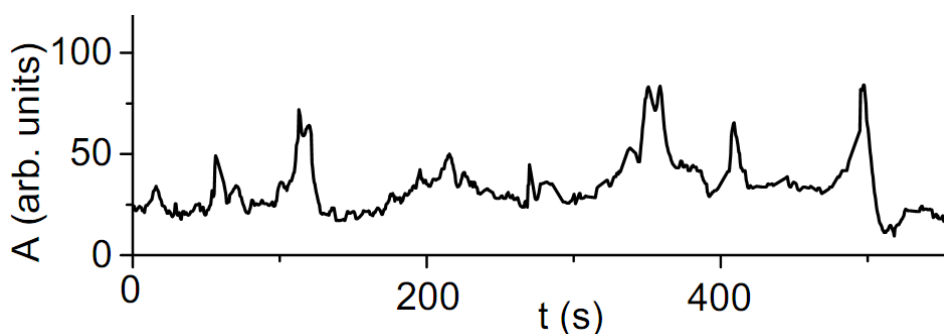


Рис.1. Запись изменения во времени сигнала автодина при высокостабильной температуре вблизи ее критической точки в $\text{Ni}_{55}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{24}$.

Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\text{Ni}_{55}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{24}$ на интервале мартенситного перехода, где возможно развитие многостадийных межмартенситных превращений [5, 6], содержат участки сильных хаотических флуктуаций амплитуды регистрируемого сигнала. На таком участке $\text{Ni}_{55}\text{Fe}_{18}\text{Ga}_{24}$ уже при нескольких значениях высокостабильной температуры восстановлены зависимости отклика автодина от времени: вблизи критических точек и для сравнения - вдали от них, а также на аналогичных сплавах, не имеющих критических точек в этой области температур. В двух последних вариантах в отличие от рис. 1, записывался лишь шум его уровня без всплесков.

Обнаружение лавинообразных участков на температурных и временных зависимостях характеристик материала в большой мере обеспечивает сам способ записи восприимчивости с помощью автодина модуляционным методом [7]. Он увеличивает вероятность их проявления при многократном приближении к условиям их возникновения и обеспечивает строго соответствующий им всплеск регистрируемого сигнала.

Литература.

- [1] J.M. Jani, M. Leary, A. Subic and M.A. Gibson, *Materials and Design*. V.56. P. 1078-1113 (2014).
- [2] V.V. Khovaylo, V.D. Buchelnikov, R. Kainuma et al., *Phys. Rev. B*. V.72. P. 224408(10) (2005).
- [3] A.N. Vasil'ev, A.D. Bozhko, V.V.. Khovaylo et al., *Phys. Rev. B*. V.59, No 2. P. 1113(8) (1999).
- [4] Л.С. Метлов, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, *Физика и техника высоких давлений*. Т. 28, № 1. С. 46-53 (2018).
- [5] K. Oikawa, T. Ota, T. Ohmori, et al. *Appl. Phys. Lett.*, V. 81, No. 27 (2002), P. 5201.
- [6] Е.Е. Тимофеева, Е.Ю. Панченко, Ю.И. Чумляков, А.И. Тагильцев. *Изв. ВУЗов, Физика*, Т. 57, № 9 (2014), С. 105.
- [7] В.Т. Довгий, А.И. Линник, В.К. Прокопенко В.И. и др. В кн. «Актуальные проблемы физики твердого тела» ФТТ-2005 Международная научная конференция, Минск, Беларусь (2005). С. 211.

**MAGNETIC HYPERFINE INTERACTIONS AND CHARGE DISTRIBUTION IN
ANTIFERROMAGNET CuCrO_2 ACCORDING TO NMR DATA**

K.N. Mikhalev¹, V.V. Ogloblichev¹, A.G. Smolnikov¹, A.F. Sadykov¹, Yu.V. Piskunov¹, Yu. Furukawa², A.Yu. Yakubovskii³, S.N. Barilo⁴, S.V. Shiryaev⁴

¹*M.N.Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of RAS, Yekaterinburg, Russia*

²*Ames Laboratory; Iowa State University; Ames, Iowa, USA*

³*National Research Centre Kurchatov Institute, Moscow, Russia*

⁴*Institute of Solid State Physics and Semiconductor, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*

e-mail: mikhalev@imp.uran.ru

**МАГНИТНЫЕ СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ЗАРЯДОВОЕ
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ CuCrO_2 ПО ДАННЫМ ЯМР**

К.Н. Михалев¹, В.В. Оглобличев¹, А.Г. Смольников¹, А.Ф. Садыков¹, Ю.В. Пискунов¹, Ю. Фурукава², А.Ю. Якубовский³, С.Н. Барило⁴, С.В. Ширяев⁴

¹*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

²*Ames Laboratory; Iowa State University; Ames, Iowa, USA*

³*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*

⁴*Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

e-mail: mikhalev@imp.uran.ru

Оксиды с треугольной решеткой и антиферромагнитным взаимодействием между магнитными ионами являются типичными представителями фрустрированных магнитных структур. К такому типу соединений относится дельтафосфит CuCrO_2 , интенсивно изучаемый в последнее время как экспериментально, так и теоретически [1,2]. Показано [3], что в этом соединении в магнитоупорядоченном состоянии (ниже $T_N = 23.6$ К) формируется геликоидальная магнитная структура, несоразмерная с параметром решетки. Магнитоэлектрический эффект, обнаруженный в этом оксиде, и направление электрической поляризации были объяснены в модели, предложенной в [4]. В этой модели показано, что электрическая поляризация возникает в несоразмерной магнитной структуре за счет коротковолновой модуляции степени гибридизации связи металл – лиганд (d-p) из-за спин-орбитального взаимодействия (СОВ). В другой работе [5], однако, показано, что роль СОВ в формировании электрической поляризации не столь велика. Таким образом, экспериментальные данные об электронной структуре этого соединения представляют особый интерес.

Монокристаллический и поликристаллический образцы этого мультиферроика, обогащенные изотопом ^{17}O , были исследованы методом ЯМР на ядрах ^{17}O в парамагнитном и магнитоупорядоченном состояниях. Были сделаны оценки наведенного поля на позициях кислорода в парамагнитной области. Показано, что необычное для ионов кислорода отрицательное наведенное магнитное поле, $^{17}\text{H} = -5.2$ кЭ, приводящее к отрицательному сдвигу линии ЯМР ^{17}O , вызвано перекрытием занятых 2s –орбиталей кислорода с вакантными d (E_{2g}) - орбиталями Cr^{3+} . Форма линии ЯМР ^{17}O в области дальнего магнитного порядка типична для несоразмерной магнитной структуры (Рис.1) и, как было показано, может быть

описана распределением дипольных полей, наведенных на позициях кислорода ионами Cr^{3+} с магнитными моментами $\mu = 2.2 \mu_B$.

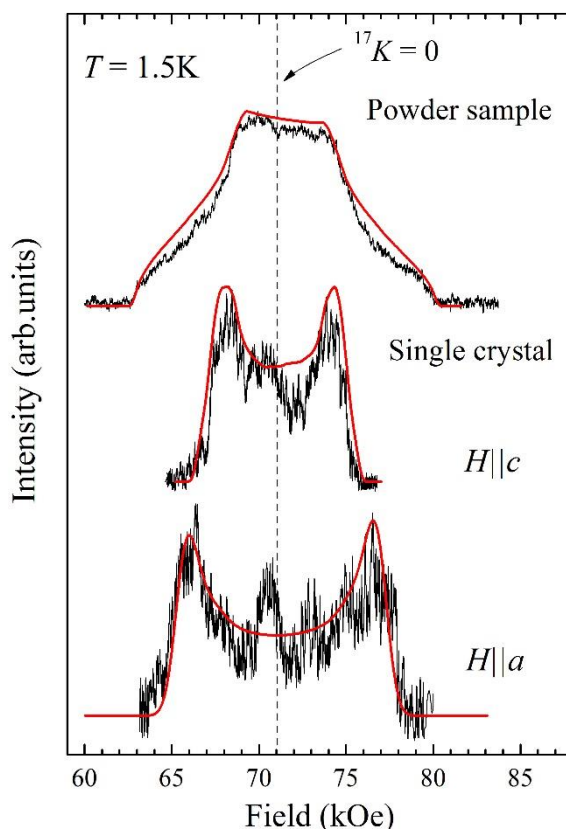


Рис.1. Спектры ЯМР ^{17}O в поликристаллическом и монокристаллическом образцах CuCrO_2 , полученные при $T=1.5 \text{ K}$ на частоте 41 МГц. Сплошные линии соответствуют рассчитанным спектрам.

Эта величина магнитного момента ионов хрома близка к данным, ранее полученным из анализа дифракции нейтронов [1,2] и спектров ЯМР ^{53}Cr [6]. Компоненты тензора градиента электрического поля (ГЭП) были получены из анализа спектров ЯМР ^{17}O . Квадрупольная частота, пропорциональная главному значению тензора ГЭП, монотонно возрастает при понижении температуры в диапазоне 1.5 - 90 К. Было показано, что все позиции кислорода имеют одинаковое локальное зарядовое окружение, как в парамагнитной области, так и в магнитоупорядоченном состоянии, что противоречит модели [4].

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 16-12-10514).

- [1] M. Frontzek, G. Ehlers, A. Podlesnyak, H. Cao, M. Matsuda, O. Zaharko, N. Aliouane, S. Barilo and S.V. Shiryayev, J.Phys.: Condens. Matter. V. 24, P. 016004-016010 (2012).
- [2] M. Poienar, F. Damay, C. Martin, J. Robert and S. Petit, Phys. Rev. B. V. 81, P. 104411 (6) (2010).
- [3] M. Soda, K. Kimura, T. Kimura, K. Hirota, Phys. Rev. B. V. 81, P. 100406 (4) (2010).
- [4] T. Arima, J. Phys. Soc. Jpn. V. 76, P. 073702 (4) (2007).
- [5] J. Xue-Fan, L. Xian-Feng, Wu Yin-Zhong, and H. Jiu-Rong, Chin. Phys. B. V. 21. P. 077502-077507 (2012).
- [6] А.Г. Смольников, В.В. Оглобличев, С.В. Верховский, К.Н. Михалев, А.Ю. Якубовский, К. Кумагаи, Ю. Фурукава, А.Е. Садыков, Ю.В. Пискунов, А.П. Герашенко, С.Н. Барило, С.В. Ширяев, Письма в ЖЭТФ. Т. 102, С. 766-769 (2015).

ANOMALOUS NERNST-ETTINGSHAUSEN EFFECT IN DILUTED MAGNETIC SEMICONDUCTORS

Dorokhin M.V.¹, Kuznetsov Yu.M.¹, Lesnikov V.P.¹ and Kudrin A.V.¹

¹*Physical Technical Research Institute of Nizhny Novgorod State University, 603950, Nizhny Novgorod, Russia*

**e-mail: dorokhin@nifti.unn.ru*

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ НЕРНСТА-ЭТТИНГГАУЗЕНА В РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Дорохин М.В.^{1*}, Кузнецов Ю.М.¹, Лесников В.П.¹, Кудрин А.В.¹

¹*Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, Россия*

**e-mail: dorokhin@nifti.unn.ru*

Эффект Нернста-Эттинсгаузена (Н-Э) по физическому принципу аналогичен эффекту Холла и заключается в разделении носителей заряда внешним магнитным полем, перпендикулярным направлению их движения [1]. В отличие от эффекта Холла движение носителей обуславливается приложенным к концам образца градиентом температур, а разделяются носители одного типа, перемещающиеся в противоположных направлениях (рис.1). Возникающее напряжение Н-Э связано с разницей в длине свободного пробега носителей, перемещающихся от горячего конца образца к холодному и обратно [2].

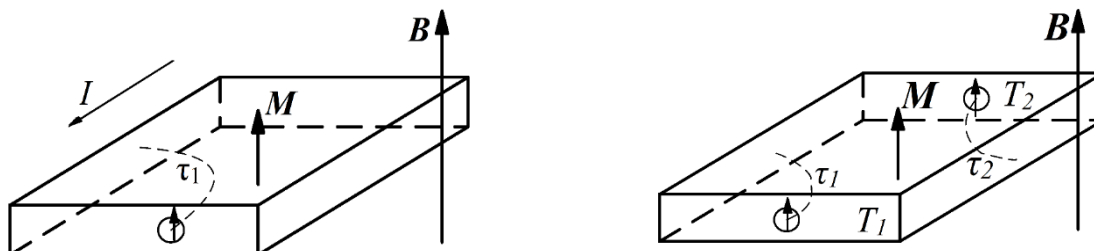


Рис.1. Схема возникновения в материале эффекта Холла (слева) и поперечного эффекта Нернста-Эттинсгаузена (справа).

В неферромагнитных материалах величины ЭДС Холла напряжения Н-Э линейно зависят от внешнего магнитного поля (B). Совместное измерение двух эффектов используется для точного определения параметров полупроводников (подвижности, фактора рассеяния) [2].

В ферромагнитных материалах напряжения зависят от B более сложным образом и содержат слагаемые, пропорциональные намагниченности материала:

$$U_H(B) = R_H B I + R_S M(B) I, \quad (1)$$

где U_H – ЭДС Холла, R_H – сопротивление Холла, I – ток через образец, R_S – постоянная аномального эффекта Холла, $M(B)$ – намагниченность [3].

$$U_{NE}(B) = Q_0 B \Delta T + Q_M M(B) \Delta T, \quad (2)$$

где U_{NE} – напряжение поперечного эффекта Н-Э, Q_0 – коэффициент нормального эффекта Н-Э, ΔT – разность температур, Q_M – коэффициент аномального эффекта Н-Э.

Аномальный эффект Нернста-Эттинсгаузена может служить дополнительной методикой исследования магнитных свойств материала, особенно в тех случаях, когда измерение аномального эффекта Холла затруднительно (например, в высокоомных образцах).

В настоящей работе представлены результаты измерения аномального эффекта Нернста-Эттинсгаузена в эпитаксиальных слоях разбавленных магнитных полупроводников (РМП). К такому классу относятся полупроводниковые материалы, легированные атомами переходных элементов. Эти материалы имеют широкое применение в новых направлениях микроэлектроники, в частности – в спинтронике [4]. Нами были изучены слои силицида марганца (приблизительный состав $Mn_{0,45}Si_{0,55}$) [5], а также слои $InFeSb$ – антимонид индия, легированный атомами железа в высокой концентрации (выше 10 ат. %) [4].

Структуры сформированы методом импульсного лазерного осаждения в высоком вакууме. Слои РМП наносились на подложки i -GaAs при температуре 350 °C путём поочерёдного распыления мишеней импульсным лазером (для $Mn_{0,45}Si_{0,55}$ распылялись Mn и Si, для $InFeSb$ – InSb и Fe). Состав слоёв задавался соотношением времён распыления.

Измерения аномального эффекта Холла выполнялись в стандартной геометрии ван дер Пау [3]. При измерениях эффекта Нернста-Эттинсгаузена между концами образца создавалась разность температур ΔT , между перпендикулярными ΔT концами измерялось напряжение U_{NE} поперечного эффекта Нернста-Эттинсгаузена. Разность температур задавалась с помощью резисторов, находящихся в плотном тепловом контакте с материалом. При обоих измерениях образцы помещались в криостат замкнутого цикла с возможностью варьирования температуры в пределах 10-300 К.

На рис. 2 показаны зависимости напряжений Холла и Нернста-Эттинсгаузена от магнитного поля, измеренные для одной структуры. Температура измерения U_H соответствовала средней температуре (между горячим и холодным концами) в эффекте Н-Э. Из кривых вычтена линейная часть, связанная с «нормальными» эффектами (формулы 1 и 2).

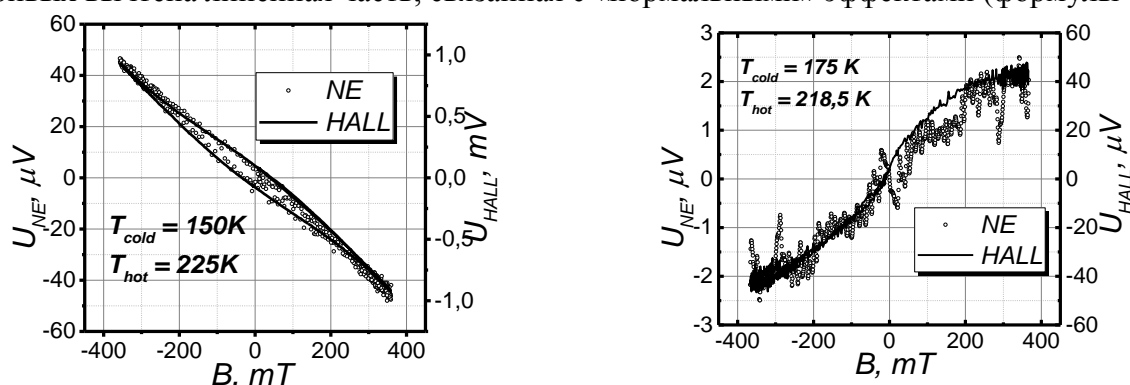


Рис.2. Магнитополевые зависимости напряжений Холла (линия) и Нернста-Эттинсгаузена (точки) для слоёв $InFeSb$ (слева) и $SiMn$ (справа). Температуры измерений приведены на графиках.

Отметим, что амплитуда аномального эффекта Н-Э в выполненных измерениях ниже, чем амплитуда напряжения Холла, при этом магнитополевые зависимости обоих напряжений подобны. Таким образом, измерения аномального эффекта Нернста-Эттинсгаузена позволяют исследовать магнитные свойства материалов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 17-79-20173).

Ссылки на литературу.

- [1] Yu.M. Kuznetsov, M.V. Dorokhin, A.V. Kudrin, et.al. J. Phys.: Conf. Series. V.993. P.012015 (2018).
- [2] Термомагнитные явления в полупроводниках. Цидильковский И.М. (Москва. – 1960. -396с.)
- [3] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, et.al. Rev. Mod. Phys. V.82. N.2. P.1539 (2010).
- [4] A.V. Kudrin, Yu.A. Danilov, V.P. Lesnikov, et.al. J. Appl. Phys. V.122. P.183901 (2017).
- [5] E.S. Demidov, B.A. Aronzon, S.N. Gusev, et.al. J. Mag. Mag. Mater. V.89. N.12. P.690.

DEVELOPMENT OF NEW HIGH-PERFORMANCE NANOSTRUCTURED ALLOYS WITH HIGH MAGNETIC PROPERTIES BASED ON NITRIDES OF RARE EARTH AND 3D TRANSITION METALS ON THE BASIS OF THE PRODUCTION BASE OF JSC “S-MAGNET”

Kamynin A.V., Khotylev E.S., Everstov A.A.
JSC “S-magnet”, 127238, Moscow, Dmitrovkoe ave, 58

РАЗРАБОТКА НОВЫХ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СПЛАВОВ С ВЫСОКИМИ МАГНИТНЫМИ СВОЙСТВАМИ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ И 3D-ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ НА БАЗЕ ПРОИЗВОДСТВЕННОЙ ЛИНИИ АО «СПЕЦМАГНИТ»

Камынин А. В.*, Хотулёв Е. С., Эверстов А. А.
Акционерное общество «Спецмагнит», 127238, Москва, Дмитровское ш., 58
**e-mail: magnit.works@yandex.ru*

Интерметаллическое соединение железа с самарием со структурой $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$ представляет интерес в качестве материала для постоянных магнитов в связи с высоким содержанием железа и, соответственно, высокой намагниченностью насыщения. Однако плоскостная магнитокристаллическая анизотропия и относительно низкое значение температуры Кюри не позволяет использовать это соединение в качестве магнитотвердого материала. Решение этих проблем возможно путем добавления в сплав элементов внедрения (H, C, N), наиболее перспективными из которых считается азот. При внедрении азота в решетку $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$ температура Кюри поднимается от 150 °С до 470 °С, а намагниченность насыщения от 0,94 Тл до 1,57 Тл. Магнитные свойства нитридов $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_x$ позволяют им конкурировать с соединением $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, особенно при их использовании в области повышенных температур.

В связи с тем, что в России сплавы $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_x$ еще не нашли широкого применения, а также для повышения эксплуатационных свойств специальных магнитных систем, в данной работе были проведены исследования возможности получения магнитотвердого порошка $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_x$ на производственных мощностях ОАО «Спецмагнит» и его дальнейшего использования для изготовления постоянных магнитов.

Настоящая работа посвящена изучению влияния режимов выплавки, гомогенизации, измельчения и азотирования на структуру и магнитные свойства сплавов на основе соединения $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$.

Исследование влияния температурных режимов азотирования на фазовый состав синтезированных порошков показало, что наибольшее содержание фазы $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_x$ (94,3 % – объемная доля) достигается при температуре азотирования 410 °С в течение 7 часов.

Наилучшее сочетание гистерезисных свойств ($H_{cm}=4,6$ кЭ, $B_r=4,4$ кГс (0,44 Тл)) достигнуто на образцах, азотированных при температуре 470 °С в течение 7 ч., которым соответствует максимальное содержание азота ($x=2,7$) в соединении $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_x$.

August, 26th (Sunday)

Plenary Talks and Oral Presentations

X RAY DIFFRACTION FOR MATERIALS RESEARCH

Larrañaga Varga A.

General Research Services SGIker, X-ray Unit, UPV/EHU, Spain.

**e-mail: aitor.larranaga@ehu.eus*

The Integrated in the General Research Services of the University of the Basque Country, UPV/EHU, the X-ray Unit, provides the possibility to study single crystals, polycrystalline samples or amorphous materials, under a wide range of conditions. The performance of this unit covers all the aspects concerning diffraction (XRD), fluorescence (XRF) and photoelectron spectroscopy (XPS).

The available equipment (Figure 1) enables structural studies starting from diffraction data of polycrystalline materials. This technique allows us to identify the crystalline phases presented in the samples, crystal size estimation, size/strain analysis, particle morphology or structural mean parameters study. The full profile simulation could give us all the structural information, perhaps compositional results and sometimes quantitative analysis of sample mixtures. In the other hand different equipments and configuration implemented in the service give us the possibility to; make high and low temperature measurements, layer thickness calculations, obtain deepness gradient information, texture analysis, stress measurements, crystal orientation, micro-diffraction, etc.

The X-Ray Service supports basic and applied research through scientific and technical advice and the use of a high-performance infrastructure in materials analysis with applications in many areas of knowledge.



Fig.1. General Research Services SGIker, X-ray Unit.

SKYRMIONS AND ANTISKYRMIONS IN MAGNETIC MEDIA**Tretiakov O.A.^{1,2*}**¹*IMR, Tohoku University, 980-8577, Sendai, Japan*²*University of New South Wales, NSW 2052, Sydney, Australia***e-mail: olegt@imr.tohoku.ac.jp*

Skyrmions are topologically protected spin textures, which can be used in spintronic devices for information storage and processing. Ferromagnetic skyrmions attracted a lot of attention because they are small in size, better than domain walls at avoiding pinning sites, and can be moved very fast by electric current in ferromagnet/heavy-metal bilayers due to novel spin-orbit torques [1, 2].

Meanwhile, the ferromagnetic skyrmions also have certain disadvantages to employ them in spintronic devices, such as the presence of stray fields and transverse to current dynamics. To avoid these unwanted effects, we propose a novel topological object: the antiferromagnetic skyrmion. This topological texture has no stray fields and its dynamics are faster compared to its ferromagnetic analogue [3]. More importantly, I will show that due to unusual topology it experiences no skyrmion Hall effect, and thus is a better candidate for spintronic applications [4]. Then I will discuss the lifetimes of both antiferromagnetic and ferromagnetic skyrmions at finite temperatures [5].

Lastly, I will talk about antiskyrmions - unusual anisotropic topological objects, which have been recently observed in the systems with anisotropic Dzyaloshinskii-Moriya interaction [6]. I will explain their lifetimes and current-driven dynamics based on the spin transformation between skyrmion and antiskyrmion [7]. Furthermore, I will make predictions for the antiskyrmion existence and properties in antiferromagnets.

- [1] K. Litzius, I. Lemesh, B. Kruger, P. Bassirian, L. Caretta, K. Richter, F. Buttner, K. Sato, O. A. Tretiakov, J. Forster, R. M. Reeve, M. Weigand, I. Bykova, H. Stoll, G. Schutz, G. S. D. Beach, and M. Klau, *Nature Phys.* 13, 170 (2017).
- [2] I. Ado, O. A. Tretiakov, and M. Titov, *Phys. Rev. B* 95, 094401 (2017).
- [3] J. Barker and O. A. Tretiakov, *Phys. Rev. Lett.*, 116, 147203 (2016).
- [4] C. A. Akosa, O. A. Tretiakov, G. Tatara, and A. Manchon, submitted to *Phys. Rev. Lett.*, arXiv:1709.02931 (2017).
- [5] P. F. Bessarab, D. Yudin, D. R. Gulevich, P. Wadley, M. Titov, and O. A. Tretiakov, arXiv:1709.04454, submitted to *Phys. Rev. Lett.* (2017).
- [6] A. K. Nayak, V. Kumar, T. Ma, P. Werner, E. Pippel, R. Sahoo, F. Damay, U. K. Rößler, C. Felser, and S. S. P. Parkin, *Nature* 548, 561 (2017).
- [7] M. N. Potkina, I. S. Lobanov, V. M. Uzdin, H. Jonsson, and O. A. Tretiakov, submitted (2018).

**ANTIFERROMAGNETIC SPIN DYNAMICS
AT THE ANGULAR MOMENTUM COMPENSATION TEMPERATURE OF
FERRIMAGNETS**

**K-J. Kim^{1,2}, S-K. Kim⁴, T. Tono¹, S-H. Oh³, T. Okuno¹, W-S. Ham¹, Y. Hirata¹, S. Kim¹,
G. Go³, Y. Tserkovnyak⁴, A. Tsukamoto⁵, T. Moriyama¹, K-J. Lee³, T. Ono^{1,6*}**

¹*Institute for Chemical Research, Kyoto University, Kyoto, Japan*

²*Department of Physics, KAIST, Daejeon, Korea*

³*Department of Materials Science & Engineering, Korea University, Seoul, Korea*

⁴*Department of Physics and Astronomy, UCLA, LA, CA, United States*

⁵*College of Science and Technology, Nihon University, Chiba, Japan*

⁶*Center for Spintronics Research Network, Osaka University, Osaka, Japan*

* *e-mail: ono@scl.kyoto-u.ac.jp*

Antiferromagnetic spintronics is an emerging research field which aims to utilize antiferromagnets as core elements in spintronic devices. Antiferromagnets are expected to show much faster spin dynamics than ferromagnets because they have higher resonance frequencies than ferromagnets. However, experimental investigations of antiferromagnetic spin dynamics have remained unexplored mainly because of the immunity of antiferromagnets to magnetic fields. Furthermore, this immunity makes field-driven antiferromagnetic DW motion impossible despite rich physics of field-driven DW dynamics as proven in ferromagnetic DW studies.

We show that fast field-driven antiferromagnetic spin dynamics is realized in ferrimagnets at the angular momentum compensation point T_A [1]. Using rare-earth–3d-transition metal ferrimagnetic compounds where net angular moment is nonzero at T_A , the field-driven DW mobility remarkably enhances up to $20 \text{ km s}^{-1}\text{T}^{-1}$. The collective coordinate approach generalized for ferrimagnets and atomistic spin model simulations show that this remarkable enhancement is a consequence of antiferromagnetic spin dynamics at T_A . Our finding allows us to investigate the physics of antiferromagnetic spin dynamics and highlights the importance of tuning of the angular momentum compensation point of ferrimagnets, which could be a key towards ferrimagnetic spintronics.

[1] K-J. Kim *et. al*, Nature Materials 16, 1187 (2017).

**BIOCOMPATIBLE IRON OXIDES NANO PARTICLES: IN VIVO
PHARMACOKINETICS AND MAGNETIC INDUCTION HYPERTHERMIA
PROPERTIES**

Chao-Ming FU

Department of Physics, National Taiwan University, Taipei 10617, Taiwan (R.O.C)

Email: chaomingfu@phys.ntu.edu.tw

Biocompatible iron oxide magnetic nanoparticles have been widely studied for *in vitro* / *in vivo* biomedical applications, such as magnetic resonance imaging contrast agents, cell sorting and targeting drugs, etc. This talk shall present our works on magnetic nanoparticles for the biomedical applications. We have developed an approach to label the radioisotope technetium-99m (Tc-99m) with ferrite nanoparticles, which applicable for the study of *in vivo* pharmacokinetic behavior of intravenously injected Tc-99m labeled ferrite nanoparticles. We have also performed studies on the ferrite nanoparticles with core/shell structure and their self-heating properties under an alternating magnetic field of radio-frequency range. The results have shown the superior heating properties of magnetic nanoparticles, which implies for hyperthermia therapy for cancer treatment.

Besides, I shall briefly introduce Ministry of Science and Technology (Taiwan) with funding partner for Taiwan-Russian scientific research cooperation.

August, 27th (Saturday)

Plenary Talks and Oral Presentations

**DIRECTED SYNTHESIS OF NANO-BIO-COMPOSITES WITH AN UNUSUAL
COMPLEX OF MAGNETIC, OPTICAL, CATALYTIC, AND BIOLOGICALLY ACTIVE
PROPERTIES**

Sukhov B.G.^{1,2*}, Trofimov B.A.¹

¹*A.E. Favorsky Irkutsk Institute of Chemistry SB RAS, 664033, Irkutsk, Russia*

²*Irkutsk Scientific Centrum SB RAS, 664033, Irkutsk, Russia*

**e-mail: sukhov@irioch.irk.ru*

**НАПРАВЛЕННЫЙ СИНТЕЗ НАНОБИОКОМПОЗИТОВ С НЕОБЫЧНЫМ
КОМПЛЕКСОМ МАГНИТНЫХ, ОПТИЧЕСКИХ, КАТАЛИТИЧЕСКИХ И
БИОЛОГИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СВОЙСТВ**

Сухов Б.Г.^{1,2*}, Трофимов Б.А.¹

¹*Иркутский институт химии им. А. Е. Фаворского СО РАН, 664033, Иркутск, Россия*

²*Иркутский научный центр СО РАН, 664033, Иркутск, Россия*

Разработаны [1] и развиваются подходы к получению гибридных органо-, а также неорганно-органических наноконпозитов, обладающих синергизмом свойств входящих в их состав полимерных и наноразмерных фаз [2-9]. Полученные агрегативно высокоустойчивые композиты представляют собой инкапсулированные в трехмерный полимерный экран наноразмерные ядра нульвалентных металлов, халькогенов, металлохалькогенидов, других химических элементов и их соединений, а также органических веществ.

В докладе будут обсуждаться методы синтеза, строение, физико-химические и биологические свойства новых нанобиоконпозитов, а также их перспективные области применения в качестве магнитных [1, 10-13], оптических [1, 5, 14] (в том числе, хирально-плазмонных [13]), каталитических наноматериалов [15], а также средств для биомедицины [1, 8, 15-21], включая параллельную многоканальную терапию и диагностику (тераностику).

- [1] Б.А. Трофимов, Б.Г. Сухов, Г.П. Александрова и др., ДАН. Т. 393, № 5. С. 634-635 (2003).
- [2] Г.Ф. Мячина, С.А. Коржова, Т.Г. Ермакова и др., ДАН. Т. 427, № 6. С. 790-792 (2009).
- [3] Г.Ф. Мячина, Т.В. Конькова, С.А. Коржова и др., ДАН. Т. 431, № 1. С. 50-51 (2010).
- [4] Г.П. Александрова, М.В. Лесничая, Ю.А. Мячин и др., ДАН. Т. 439, № 2. С. 198-200 (2011).
- [5] М.В. Лесничая, Г.П. Александрова, Л.П. Феоктистова и др., ДАН. Т. 440, С. 639-642 (2011).
- [6] E. Gasilova, G. Aleksandrova, B. Sukhov et al., Macromol. Symp. V. 317-318. P. 1-6 (2012).
- [7] E. Gasilova, G. Matveeva, G. Aleksandrova et al., J. Phys. Chem. B. V. 117. P. 2134-2141 (2013).
- [8] М.В. Лесничая, Г.П. Александрова, Г. Долмаа и др., ДАН. Т. 456, № 1. С. 56-59 (2014).
- [9] Г.П. Александрова, А.С. Боймирзаев, М.В. Лесничая и др. ЖОХ. Т. 85, № 2. С. 317-326 (2015).
- [10] Г. Александрова, Л. Грищенко, С. Медведева и др., Физ. мезомех. Т. 7, № S2. С. 139-142 (2004).
- [11] Г. Александрова, Л. Грищенко, А. Богомяков и др., ИАН. Сер. хим. Т. 12. С. 2261-2265 (2010).
- [12] M.V. Petrova, A.S. Kiryutin, A.A. Savelov et al., Appl. Magnet. Reson. V. 41, P. 525-536 (2011).
- [13] M.V. Lesnichaya, B.G. Sukhov, G.P. Aleksandrova et al., Carbohydr. Polym. V. 175. P. 18-26 (2017).
- [14] И. Шурыгина, Л. Родионова, М. Шурыгин и др., ИРАН. Сер. физ. Т. 79. С. 280-282 (2015).
- [15] Б.А. Трофимов, Б.Г. Сухов, В.В. Носырева и др. ДАН. Т. 417, № 1, С. 62-64 (2007).
- [16] I.A. Shurygina, B.G. Sukhov, T.V. Fadeeva et al., Nanomed.: NBM. V. 7, No 6. P. 827-833 (2011).
- [17] Е. Морозкин, И. Запороженченко, М. Харькова и др., ХИУР. Т. 79, № 2. С. 256-258 (2013).
- [18] М.В. Лесничая, Б.Г. Сухов, А.Н. Сапожников и др., ДАН. Т. 457, № 5. С. 546-549 (2014).
- [19] Т.В. Фадеева, И.А. Шурыгина, Б.Г. Сухов и др., ИРАН. Сер. физ. Т. 79. С. 297-299 (2015).
- [20] А. Папкина, А. Перфильева, М. Живетьев и др., Рос. нанотех. Т. 10, № 5-6. С. 484-491 (2015).
- [21] А. Папкина, А. Перфильева, М. Живетьев и др., ДАН. Т. 461, № 2. С. 239-241 (2015).
- [22] Л. Колесникова, Е. Карпова, Б. Власов и др., Бюл. эксп. биол. мед. Т. 159, С. 183-187 (2015).

SPIN-WAVE RESONANCE: PHENOMENON, TECHNIQUE AND APPLICATION**Iskhakov R.S.***¹Institute of Physics, SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia***e-mail: rauf@iph.krasn.ru***СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС: ЯВЛЕНИЕ, МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ****Исхаков Р.С.***¹Институт физики им. Л.В. Куриенского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КИЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия***e-mail: rauf@iph.krasn.ru*

Явление резонансного поглощения энергии высокочастотного поля в магнитной пленке, толщиной равной целому числу $\frac{\lambda}{2}$ спиновых обменных волн, с волновым вектором ориентированным по нормали к поверхности пленки, теоретически предсказанное шестьдесят лет назад Киттелем [1] и экспериментально обнаруженное в это же время Сиви и Танневальдом [2], продолжает оставаться актуальным и в настоящее время как полезная магнитоструктурная методика.

В моем докладе дан обзор экспериментальных работ, выполненных методом спин-волнового резонанса (СВР) в Институте физики СО РАН (г. Красноярск) за последние пятьдесят лет.

[1] C. Kittel, Phys. Rev., V. 110, №6, P. 1295 (1958)

[2] M.H. Seavey, P.E. Tannenwald, Phys. Rev.Lett, V. 1, №5, P. 168 (1958).

FERROMAGNETIC MICROWIRES AND THIN FILMS PARAMETERS MEASUREMENT IN THE FREQUENCY RANGE FROM 0.01 TO 20 GHz

Shcherbinin S.V.^{1,2*}, Volchkov S.O.², Svalov A.V.², Vas'kovskiy V.O.^{2,3}, Kurlyandskaya G.V.²

¹ Institute of Electrophysics UD RAS, 620016, Ekaterinburg, Russia

² Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia

³ Institute of Metallophysics UD RAS, 620137, Ekaterinburg, Russia

* *schер@iep.uran.ru*

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОЛОК И ТОНКИХ ПЛЕНОК В ЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ ОТ 0.01 ДО 20 ГГц

Щербинин С.В.^{1,2*}, Волчков С.О.², Свалов А.В.², Васьковский В.О.^{2,3}, Курляндская Г.В.²

¹ Институт электрофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург, Россия

² Уральский Федеральный Университет, 620002, Екатеринбург, Россия

³ Институт физики металлов УрО РАН, 620137, Екатеринбург, Россия

* *schер@iep.uran.ru*

Магнитные проволоки, тонкие магнитные пленки и многослойные пленочные структуры широко используются в электронных устройствах и сенсорных системах, включая системы для магнитного неразрушающего контроля и магнитного биодетектирования [1-2]. Создание сенсорных элементов нового поколения с высокой чувствительностью требует не только усовершенствования методов их получения, но и всесторонней аттестации синтезируемых наноструктур. Особое место в этом случае отводится совершенствованию методов измерения высокочастотных магнитных характеристик в широком диапазоне частот [3-5].

В настоящей работе рассмотрены методы измерения параметров магнитных проволок CoFeSiB с высоким эффектом гигантского магнитного импеданса (ГМИ) в диапазоне частот от 0.01 до 1 ГГц, а также представлены исследования явления ферромагнитного резонанса (ФМР) в быстрозакаленных аморфных проволоках и многослойных пленочных структурах на основе систем FeNi/Ti и FeNi/Cu в частотном диапазоне от 1 до 20 ГГц. Магнитные проволоки были получены методом быстрой закалки в воде [6], а пленочные структуры – методом ионно-плазменного распыления на стеклянные или кремниевые подложки [7].

Разработанная в УрФУ система измерения сверхвысокочастотных (СВЧ) параметров ферромагнитных наноструктур включает в себя векторный анализатор цепей ZVA-67 (Rohde & Schwarz) или анализатор импеданса Agilent E5071C [8] и либо электромагнит, способный создавать постоянное магнитное поле напряженностью до 18 кЭ, либо катушки Гельмгольца, создающие постоянное магнитное поле напряженностью до 105 Э. Измерение параметров производится в автоматическом режиме под управлением программы, созданной в среде Labview [9]. Магнитные характеристики образцов измерены на вибрационном магнитометре (7407 VSM, Lake Shore) при комнатной температуре.

Высокочастотные держатели для наноструктурированных элементов разработаны таким образом, чтобы подводящие линии СВЧ обладали минимальной частотной дисперсией и могли быть представлены как линии передачи. В результате, измеряемый параметр может быть скомпенсирован на длину переходника и держателя. Именно благодаря компенсации, можно произвести пересчет величин параметров линии передачи (постоянная

распространения γ , волновое сопротивление Z_c), образованной тонкой ферромагнитной пленкой (в отличие от суммы параметров, соответствующей сигналам как от держателя, так и от образца):

$$\gamma = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)} \quad (1)$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + i\omega L}{G + i\omega C}} \quad (2)$$

Изменения погонного сопротивления R и погонной индуктивности L отражают резонансные явления, возникающие в ферромагнитных наноструктурах во внешнем магнитном поле. В области малого сигнала электрическую цепь с ферромагнитным образцом приближенно можно считать линейной, тогда при ФМП приращение активной составляющей импеданса $\Delta R = R - R_{H=0}$ будет пропорционально мнимой составляющей μ'' , а приращение индуктивности $\Delta L = L - L_{H=0}$ – действительной составляющей μ' магнитной проницаемости ферромагнитного материала образца $\mu = \mu' - i\mu''$.

На рис. 1 приведены примеры частотных зависимостей активной составляющей импеданса чувствительного элемента в виде аморфной проволоки длиной 3 мм. Хорошо видна зона высокой чувствительности по отношению к внешнему магнитному полю (рис. 1 а), особенно интересная для сенсорных приложений (детекторов малых магнитных полей).

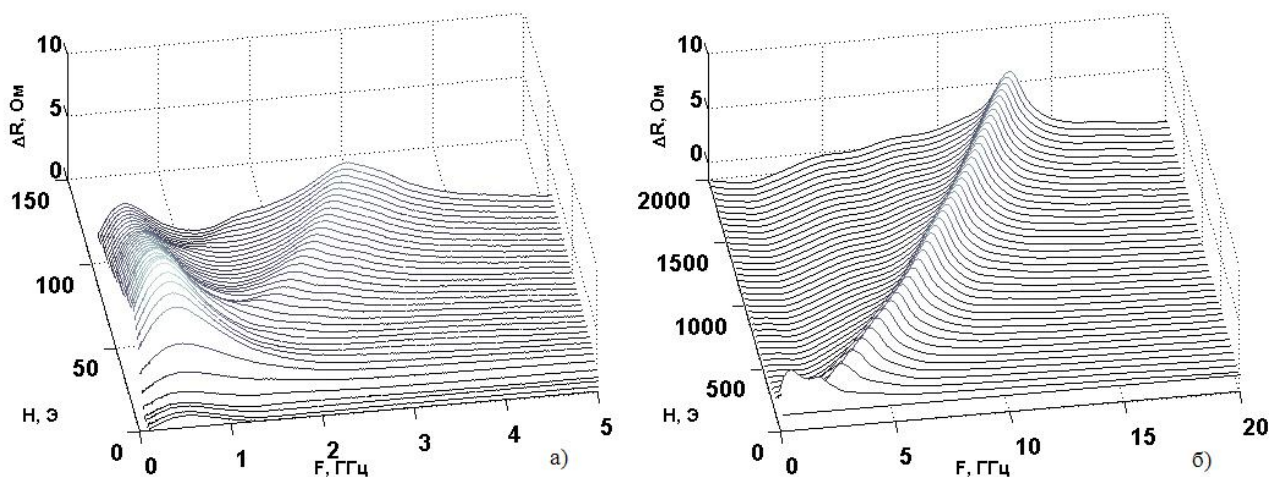


Рис. 1. Приращение активной составляющей импеданса быстрозакаленной аморфной проволоки CoFeSiB в широком диапазоне частот электромагнитного поля: в области гигантского магнитного импеданса (а) и в области ферромагнитного резонанса (б).

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФ № 18-19-00090.

Авторы благодарят В.Н. Лепаловского, Е.В. Голубеву, А.А. Членову и М. Базкеса за помощь в проведении некоторых экспериментов и многолетнее плодотворное сотрудничество.

[1] D. R. Baselt, G.U. Lee, M. Natesan, et al., Biosens. Bioelectron. V. 13, N. 7-8, P. 731-739 (1998).
 [2] G.V. Kurlyandskaya, E. Fernández, A.P. Safronov, et al., Appl. Phys. Lett. V. 106, 193702 (2015).
 [3] R.S. Beach and A.E. Berkowitz, J. Appl. Phys. V. 76, P. 6209–6213 (1994).
 [4] A.S. Antonov, S. N. Gadetskii, A. V. Granovskii, Phys. Met. Metallogr. V. 83, N. 6, P. 612-618 (1997).
 [5] А.В. Семиров, А.А.Моисеев, Д.А. Букреев, В.О. Кудрявцев и др. НП. Т. 20. № 2. С. 42–45 (2010).
 [6] T. Uchiyama, P. Sompob, K. Mohri et al., J. Magn. Soc. Jpn., V. 23, P. (1999).
 [7] S.O. Volckov, V.N. Lepalovskij, et al. Russ. Phys. J. V. 52, N. 10, P. 1092-1097 (2009).
 [8] S.V. Shcherbinin, et al., Russ. J. Non-Destr. Test. V. 53, N. 3, P. 204-2012 (2017).
 [9] S.O. Volchkov, et al., Russ. J. Non-Destr. Test. V. 52, N. 11, P. 647–652 (2016).

IR SPECTROSCOPY OF THE SAMPLES $Tm_xMn_{1-x}S$ ($0 < x < 0.2$) WITH A COLOSSAL MAGNETORESISTANCE IN THE PARAMAGNETIC REGION

Sitnikov M.N.*, Kharkov A.M., Masyugin A.N., Rybina U.I.
Reshetnev Siberian State University of Science and Technology,
660014 Krasnoyarsk, Russia,
**e-mail: kineru@mail.ru*

ИК СПЕКТРОСКОПИЯ ОБРАЗЦОВ $Tm_xMn_{1-x}S$ ($0 < x < 0.2$) С КОЛОССАЛЬНЫМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ В ПАРАМАГНИТНОЙ ОБЛАСТИ

Ситников М.Н.*, Харьков А.М., Масюгин А.Н., Рыбина У.И.
Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева,
660014 Красноярск, Россия,
**e-mail: kineru@mail.ru*

Материалы с магниторезистивным эффектом в немагнитных материалах в области высоких температур представляют интерес в связи с переходом элементной базы в электронике от полевых транзисторов к спинтронным устройствам. Чувствительность электронной структуры к внешним воздействиям зависит от вырождения. Замещение двухвалентного марганца трехвалентными ионами тулия приведет к вырождению t_{2g} электронных состояний, которое снимается в результате спин-орбитального или Янн-Теллеровского взаимодействия [1].

Цель работы установить корреляцию магнитосопротивления с мягкими модами колебаний в ИК области в твердых растворах $Tm_xMn_{1-x}S$.

Электросопротивление твердых растворов $Tm_xMn_{1-x}S$ измерено четырехзондовым методом на образцах без поля и в магнитном поле $H=8$ кОе и $H=12$ кОе для трех составов $x=0.05$, 0.1 и 0.15 . Магнитное поле направлено перпендикулярно току.

Магнитосопротивление определяется тремя методами: измерение электросопротивления в интервале температур $77\text{ K} < T < 500\text{ K}$ в магнитном поле и без поля с определением разности этих сопротивлений. Вольт-амперные характеристики при фиксированных температурах в магнитном поле и без поля (здесь также определяется влияние электрического поля на величину магнитосопротивления), измерение электросопротивления при фиксированной температуре в зависимости от магнитного поля до 13 кЭ. Электросопротивление $Tm_xMn_{1-x}S$ с концентрацией тулия 0.05 , 0.1 увеличивается в магнитном поле выше комнатной температуры и меняет знак с положительного на отрицательный при нагревании для $x=0.1$. Если концентрация ионов тулия приближается к концентрации протекания $x_c=0.16$ ионов в ГЦК решетке, то магнитосопротивление зависит от знака приложенного внешнего электрического поля.

Для объяснения экспериментальных результатов предложим следующую модель. Электронное допирование в результате замещения ионов марганца ионами тулия приводит к химическому фазовому расслоению с локализацией электронов в области редкоземельного элемента. Избыточный электронный заряд компенсируется дырками и смещением анионов серы, что приводит к деформациям решетки при температуре 500 K . Электронная плотность в верхней Хаббардовской зоне, образованной электронами ионов марганца меньше $n_e < 0.1$, и в результате сильных электронных корреляций формируется орбитальное упорядочение

ферромагнитного типа [2,3]. В поликристаллических образцах с кубической симметрией имеется три вырожденных направления, которое снимается в результате сильных электронных корреляций на t_{2g} орбиталях. Избыточный заряд вблизи редкоземельного элемента компенсируется сдвигом анионов серы. Радиус поляризации зависит от величины концентрации ионов тулия. Образуются полярные области, обладающие угловым магнитным моментом со случайным направлением в поликристаллическом образце.

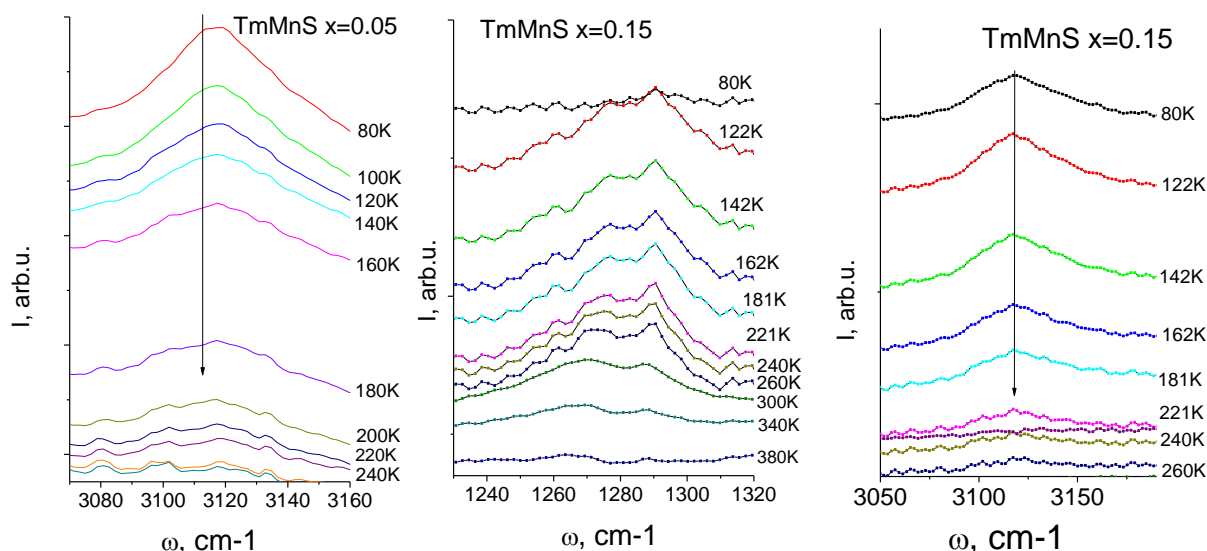


Рис.1. ИК спектры твердых растворов $Tm_xMn_{1-x}S$ с концентрациями $x=0.05$ и $x=0.15$.

Структурные переходы определим из ИК спектроскопии в интервале частот 450 см^{-1} - 7000 см^{-1} и температур 77 К - 500 К . На Рисунке представлены ИК спектры твердых растворов $Tm_xMn_{1-x}S$ для двух составов $x=0.05$ и $x=0.15$. Существует две области частот, интенсивность которых исчезает при двух температурах $T_1=240\text{ К}$ и $T_2=330\text{--}350\text{ К}$. Ниже температуры $T=240\text{ К}$ конденсации моды T_{1g} , сопровождающейся изменением объема решетки, меняется спектральная электронная плотность в дублете, образуется ферромагнитное расположение орбитальных магнитных моментов для составов с $x=0.05, 0.1$. Ферромагнитное упорядочение орбиталей приводит к росту сопротивления [4].

Работа поддержана грантами РФФИ №18-52-00009 Бел_а, № 18-32-00079 Мол_а и государственного задания № 3.5743.2017/6.7.

[1] Э.Л. Нагаев, Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. М.: Наука. С. 232 (1988).
 [2] С.С. Аплеснин, М.Н. Ситников, Письма в ЖЭТФ, 100, 104 (2014).
 [3] S.S. Aplesnin, L.I. Ryabinkina, G.M. Abramova, O.B. Romanova, A.M. Vorotynev, D.A. Velikanov, N.I. Kiselev, and A.D. Balaev, *Phys. Rev. B*. V. 71, № 1. P. 125204-125212 (2005).
 [4] R. Peters, N. Kawakami, and T. Pruschke, *Phys. Rev. B*. V.83, № 12, P. 125110 (2011).

UTILIZING THE ΔC EFFECT FOR MAGNETIC FIELD SENSING**Spetzler B., Kittmann A., Kirchhof C., Quandt E. and Faupel F.****Christian-Albrechts-University, 24143, Kiel, Germany***e-mail: ff@tf.uni-kiel.de*

The effective mechanical properties of magnetoelastic materials depend on its state of magnetization. In one dimension this effect is well known as the ΔE effect, often considered as the change of Young's modulus with magnetic field. More generally, the magnetoelastic effect introduces a magnetization dependent effective mechanical anisotropy to the material. Here this general form is referred to as the ΔC effect. Investigations into the one dimensional effect have revealed the exciting potential of detecting low frequency and small amplitude magnetic fields [1]. Typical sensor approaches are based on electrically exciting a resonator via application of a voltage to a magnetoelectric composite structure [2]. Consequently, the sensor properties and performance result from a complex interplay of magnetic, mechanical and electrical properties in the presents of the ΔC effect. Still, the effect of anisotropy, magnetoelastic nonlinearity and magnetic material parameters on the sensor properties have not been discussed so far. In this work, we close this gap between application and theory currently found in the literature. A comprehensive magneto-electromechanical model is to be presented that considers the interaction of magnetic, mechanical and electrical properties. The model is completely anisotropic and permits the choice of different magnetic configuration, any type of sensor deformation and device geometry. With the model, we discuss the ΔC effect in general and its application in diverse types of electrically excited sensors, including the most common types such as cantilevers or bulk resonators, but also surface acoustic wave devices [3]. The model provides detailed understanding of the general limits of the sensitivity which arise from using the ΔC effect. The discussion includes the influence of global magnetic energy contributions, especially the magnetostrictive self-energy. Realistic detection limits are predicted in combination with a noise equivalent model [4]. The simulations are validated with experimental data using different sensor designs and magnetic layers. All in all, detailed insights are gained on the ΔC effect and its use in magnetic field sensing.

- [1] Gojdka B., Jahns R, Meurisch K, Greve H, Adelung R, Quandt E, Knöchel R, Faupel F., Fully integrable magnetic field sensor based on delta-E effect. *Applied Physics Letters*, V. 99 (2011).
- [2] Zabel, S., Kirchhof, C., Yarar, E., Meyners, D., Quandt, E., & Faupel, F., Phase modulated magnetoelectric delta-E effect sensor for sub-nano tesla magnetic fields. *Applied Physics Letters*, V. 107, (2015).
- [3] Kittmann A., Durdaut P., Zabel A., Reermann J., Schmalz J., Spetzler B., Meyners D., Sun A. X., McCord J., Gerken M. Schmidt G., Höft M., Knöchel R., Faupel F., Quandt E., Wide Band Low Noise Love Wave Magnetic Field Sensor System., *Scientific Reports*, V.8, P. 1–10 (2018).
- [4] Durdaut P., Reermann J., Zabel S., Kirchhof C., Quandt E., Faupel F., Schmidt G., Knöchel R., and Höft M., "Modeling and Analysis of Noise Sources for Thin-Film Magnetoelectric Sensors Based on the Delta-E Effect," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, V. 66, N. 10, P. 2771–2779 (2017).

LAMINATED NANOCOMPOSITES FOR MICROWAVES: POTENCIAL AND LIMITATIONS

Bobrovskiy S.Y., Zezyulina P.A., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., Maklakov S.S., Osipov A.V.*, Rozanov K.N., Ryzhikov I.A., Iakubov I.T.

Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS, 125412, Moscow, Russian Federation

**e-mail: avosipov@mail.ru*

ЛАМИНИРОВАННЫЕ НАНОКОМПОЗИТЫ ДЛЯ СВЧ: ВОЗМОЖНОСТИ И ОГРАНИЧЕНИЯ

Бобровский С.Ю., Зезюлина П.А., Лагарьков А.Н., Маклаков С.А., Маклаков С.С., Осипов А.В.*, Розанов К.Н., Рыжиков И.А., Якубов И.Т.

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412, Москва, РФ

**e-mail: avosipov@mail.ru*

Многие задачи микроволновой техники требуют материалов с высокими значениями магнитной проницаемости [1]. Из теории ферромагнитного резонанса известно, что предельные значения СВЧ магнитной проницаемости достижимы при использовании магнитомягких ферромагнетиков с высокой намагниченностью насыщения, имеющих форму тонких магнитных пленок с планарной магнитной анизотропией – они могут на 1-2 порядка превышать значения применяемых в настоящий момент материалов [2]. Между тем, на практике чаще требуются объемные магнитные материалы толщиной несколько миллиметров и выше, тогда как применение тонких пленок в СВЧ ограничено тем, что их толщина не может превышать нескольких субмикрометров – вследствие скинирования и отклонения магнитной структуры от оптимальной [3]. Обойти эти сложности можно, нанося множество ферромагнитных слоёв предельной толщины через тонкие диэлектрические прослойки. Таким образом, ламинированные наноккомпозиты, представляющие собой структурированные объемные материалы на основе тонких ферромагнитных пленок (рис. 1), являются одним из перспективных направлений в решении задачи создания высокоэффективных материалов с оптимизированными в СВЧ диапазоне магнитными свойствами [4].

Настоящий доклад посвящен указанному типу композитных материалов, современному состоянию дел и перспективам развития. В докладе представлены практические результаты исследования зависимости СВЧ магнитной проницаемости ламинатов на основе различных ферромагнетиков от параметров ламинатов: толщин магнитных и диэлектрических слоев, их количества, геометрических размеров элементов, и т.п. Оптимизация эти параметров позволяет получить материалы с рекордно высокими для СВЧ диапазона значениями магнитной проницаемости; в частности, на рис. 2 представлена эффективная магнитная проницаемость материала на основе сплава $Fe_{65}Co_{35}$ с объемным содержанием ферромагнетика 28%.

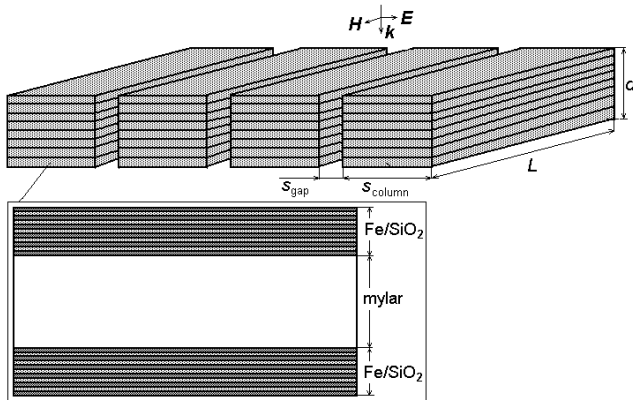


Рис. 1. Вверху - эскиз объемного материала, склеенного из двусторонних многослойных пленок; внизу - разрез пленки.

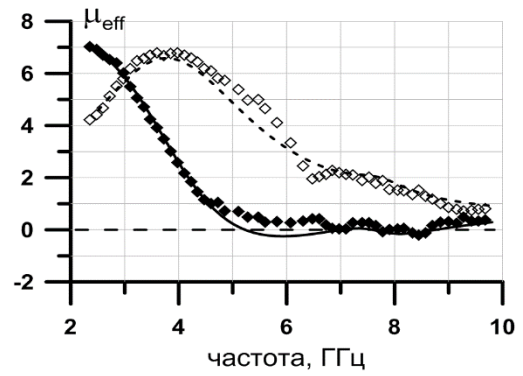


Рис. 2. Частотная зависимость магнитной проницаемости ламината на основе $\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35}$: точки – измерение, линии – аппроксимация.

- [1] O. Acher, CLEFS CEA, N. 56, P. 19–28 (Winter 2007-2008).
- [2] А.Н. Лагарьков и др, РЭ, Т. 54, № 5, С. 625–633 (2009).
- [3] P.A. Zezyulina et al, IEEE Magn. Lett., V. 7, N. 3505804 (2016).
- [4] I.T. Iakubov et al, AIP Adv., V. 4, N. 107143 (2014).

MAGNETIC PROPERTIES OF POWDER HARD MAGNETIC Fe-27Cr-10Co-1.0Si ALLOY**Abashev D.M.^{1*}, Milyaev I.M.², Bouryakov I.N.¹**¹*JCS Spetsmagnit, Moscow 127238, Russia*²*A.A. Baikov Institute of Metallurgy and Material Science RAS, Moscow 119334, Russia***e-mail: d.abshv@gmail.com***МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОРОШКОВОГО МАГНИТОТВЕРДОГО СПЛАВА Fe-27Cr-10Co-1.0Si****Абашев Д.М.^{1*}, Мильяев И.М.², Буряков И.Н.¹**¹*АО «Спецмагнит», Москва, Россия*²*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия*

Интерес к низкокобальтовым магнитотвёрдым сплавам системы Fe-Cr-Co связан с их высокой экономической эффективностью и высокими пластическими свойствами, позволяющими их использовать в качестве сферических мембран в телефонных трубках, в магнитно-поляризованных реле, в ряде других малогабаритных устройствах радиоаппаратуры и аппаратуры средств связи. [1]. На сплавах с 4-10 масс. % кобальта получены значения магнитного энергетического произведения $(BH)_{\text{макс}}$ свыше 40 кДж/м³, что делает их вполне конкурентоспособными со сплавами ЮНДК24, содержащих в 5-6 раз больше дорогого и остродефицитного кобальта [2-3].

Однако, недостатком низкокобальтовых FeCrCo сплавов является низкая скорость формирования в них высококоэрцитивного состояния (скорость охлаждения в магнитном поле от оптимальных температур расслоения высокотемпературного α -твёрдого раствора до 500^oC 0,4 – 4,4 ^oC/час в зависимости от содержания кобальта), которая представляет определённые трудности при промышленном производстве постоянных магнитов из этих сплавов с точки зрения производительности всего технологического процесса [4].

Целью настоящей работы было изучение хода формирования эксплуатационных магнитных гистерезисных свойств (остаточной индукции B_r , коэрцитивной силы H_{cb} , максимального энергетического произведения $(BH)_{\text{макс}}$) магнитотвёрдого FeCrCo сплава с 27 масс. % хрома, 10 масс. % кобальта и 1 масс. % кремния в зависимости от факторов термической обработки.

Образцы исследуемого сплава получали методом порошковой металлургии из элементных порошков Fe, Cr, Co, Si после спекания при 1420^oC в течение 2,5 часов.

Изучение магнитных гистерезисных свойств сплава 27X10КС и оптимизацию режима его термической обработки проводили как методом однофакторного эксперимента, так и методом планирования эксперимента с построением центрального композиционного плана 2³ + звёздные точки. Статистическую обработку полученных результатов проводили с использованием программного пакета “Statgraphics Centurion XVI”.

Исходя из существующего понимания механизма формирования высококоэрцитивного состояния в магнитотвёрдых Fe-Cr-Co-сплавах, считали, что в общем случае магнитные гистерезисные свойства зависят от таких параметров как: 1 – температура закалки на α -твёрдый раствор; 2 – температура и время проведения изотермической термомагнитной обработки (ИТМО) или, что эквивалентно, от скорости охлаждения V_1 от температуры начала термомагнитной обработки (ТМО) до температурного интервала 580-600^oC; 3 – скорость

охлаждения V2 от температурного интервала 580-600⁰С до 500⁰С. Влияют также и другие факторы как, например, скорость нагрева до температуры начала ТМО, время выдержки при температуре начала ТМО и другие, которые в данной работе по возможности стабилизировали. В частности, закалку образцов в воде проводили от 1100⁰С с выдержкой в течение 15 минут, нагрев контейнера до температуры начала ТМО осуществляли в течение 40-50 мин, время выдержки при температуре начала ТМО составляло 10 минут.

При изучении анизотропных образцов сплава 27Х10КС в качестве нулевого (начального) режима был взят режим: нагрев до 660⁰С – фактор А (начальная температура ТМО) + охлаждение в магнитном поле до 580⁰С со скоростью V1 = 15 ⁰С/час – фактор В + охлаждение до 500⁰С без магнитного поля со скоростью V2 = 7 ⁰С/час – фактор С + дополнительный отпуск при всех последующих режимах термической обработки в температурном интервале 500-460⁰С. Варьирование начальной температуры ТМО составляло ± 10⁰С, скоростей охлаждения V1 и V2 - ± 2 ⁰С/час.

Статистический анализ полученных экспериментальных данных, выполненный с помощью программ Statgraphics Centurion XVI, с учётом соответствующих диаграмм Парето позволил получить аналитические зависимости в виде регрессионных уравнений остаточной индукции В_r, коэрцитивной силы Н_{св} и максимального энергетического произведения (ВН)_{макс} от выбранных факторов варьирования:

$$B_r = 1,28 \quad (1)$$

$$H_{св} = 42,0 - 1C - 0,635 B \quad (2)$$

$$(BH)_{макс} = 39,2 - 1C + 0,925AC - 0,29B - 0,675 BC - 0,3CC - 0,29 AA \quad (3)$$

В уравнениях (1) – (3) свободные члены дают средние значения указанных параметров сплава в анизотропном состоянии в выбранных пределах варьирования факторов.

По оптимальному режиму термической обработки сплава 27Х10КС на получение оптимального значения (ВН)_{макс}: закалка от 1100⁰С в воде + ТМО (660⁰С (10 мин) + охлаждение до 580⁰С со скоростью V1 = 13 ⁰С/час) + охлаждение от 580⁰С до 500⁰С со скоростью V2 = 3,6 ⁰С/час + дополнительные отпуска в температурном интервале 500 – 460⁰С были обработаны 6 штук образцов в одной партии. Были получены значения В_r до 1,32 Тл, Н_{св} до 42,6 кА/м и (ВН)_{макс} до 42,3 кДж/м³.

Основной **вывод** выполненной работы заключается в том, что при экономии кобальта более 30% по сравнению с промышленными магнитотвёрдыми сплавами 22Х15К и 25Х15КЮБФ (ГОСТ 24897-81) порошковый магнитотвёрдый сплав имеет магнитные гистерезисные свойства на 10-15 % выше, чем у названных промышленных сплавов.

Работа выполнена по линии ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» в рамках ПНИЭР № 14.579.21.0149 (RFMEFI57917X0149).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jin S., Chin G.Y. and Wonsiewicz B.C. A Low Cobalt Ternary Cr-Co-Fe Alloy for Telephone Receiver Magnet Use // IEEE Transactions on Magnetics, 1980, MAG-16, No 1, pp. 139-146.
2. Green M.L., Sherwood R.C., Chin G.Y., Wernick J.H. and Bernardini J. Low cobalt CrCoFe and CrCoFe-X permanent magnet alloys // IEEE Transactions on Magnetics, 1980, MAG-16, No 5, pp. 1053-1055.
3. Green M.L., Scherwood R.C., Wong C.C. Powder metallurgy proceeding of CrCoFe permanent magnet alloys containing 5-25 wt.% Co // Journal of Applied Physics, 1982, v.53, No.3, pp. 2398-2400.
4. Jin S. and Gayle N.V. Low-Cobalt Cr-Co-Fe Magnet Alloys Obtained by Slow Cooling under Magnetic Field // IEEE Transactions on Magnetics, 1980, MAG-16, No 3, pp. 526-529.

MICROMAGNETIC MODELING OF THE MAGNETIZATION NEAR THE SINGULAR POINT OF PLANE MAGNETIC FIELD

Ivanov V.E. and Bolyachkin A.S.

Ural Federal University, 620083, Yekaterinburg, Russia.

**e-mail: vladimir.ivanov@urfu.ru*

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ВБЛИЗИ ОСОБОЙ ТОЧКИ ПЛОСКОСТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Иванов В.Е., Болячкин А.С.

Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия

**e-mail: vladimir.ivanov@urfu.ru*

Изучение магнитооптических изображений, возникающих в тонких пленках с плоскостной анизотропией под действием неоднородного магнитного поля, показало наличие особых точек магнитооптических изображений, соответствующих особым точкам плоскостного векторного поля [1]. В этих точках типа «исток» и «сток» плоскостная компонента поля ориентируется по радиусам, исходящим из особых точек, а в самих точках обращается в нуль (рис. 1). Топология поля вблизи этих особенностей предполагает особенности микромагнитной структуры в этих точках.

Структура локализованных микромагнитных особенностей (вихрей) активно изучается в связи с возможностью применения тонкопленочных пермаллоевых элементов субмикронных размеров для хранения информации [2]. В этих элементах вихревые структуры стабилизированы благодаря минимизации магнитостатической энергии на краях элементов. [3]. Обменное взаимодействие ориентирует намагниченность в центре вихря перпендикулярно поверхности пленки. Две возможные ориентации «вверх» и «вниз» могут быть использованы для записи и хранения информации.

В нашей работе мы моделируем микромагнитную структуру в тонкопленочных элементах с плоскостной анизотропией вблизи особых точек плоскостного векторного поля типа исток [1] (рис. 1) в присутствии и отсутствие нормальной компоненты трехмерного поля. Для расчетов мы использовали программный пакет для микромагнитного моделирования OOMMF

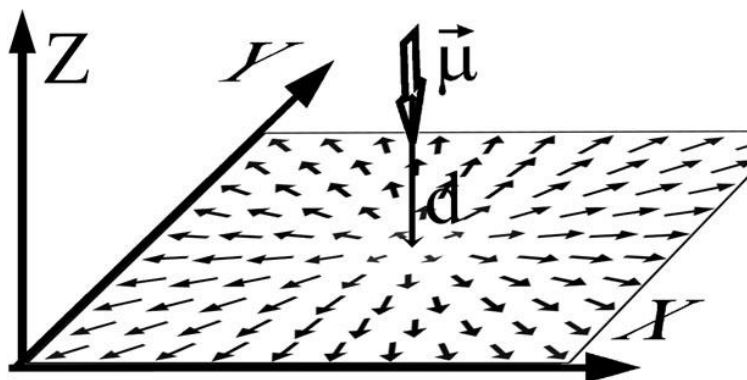


Рис.1. Геометрия задачи.

[4]. Неоднородное поле создавалось одиночным диполем, ориентированном перпендикулярно поверхности элемента (рис. 1).

В отсутствие неоднородного поля получается известный результат -формируется вихревая магнитная структура (рис. 2а). В центре вихря можно видеть ядро (core) [3], в котором намагниченность выходит из плоскости и ориентируется перпендикулярно плоскости пленки в его центре.

Действие неоднородного поля возмущает вихревую магнитную структуру (рис. 2б). Моделирование показало, что вблизи краев прямоугольного элемента намагниченность ориентируется параллельно краям, обеспечивая минимум магнитостатической энергии. При движении к центру элемента намагниченность параллельна полю, обеспечивая минимальность энергии Зеемана. Z - компонента намагниченности меняется по толщине при приближении к ядру (рис. 2 (б)) и рис. (рис. 2 (в)).

Следует отметить, при большей величине диполя ориентирующее действие поля возрастает, в результате чего картина векторного поля намагниченности становится гомотопной векторному полю плоскостной компоненты неоднородного поля.

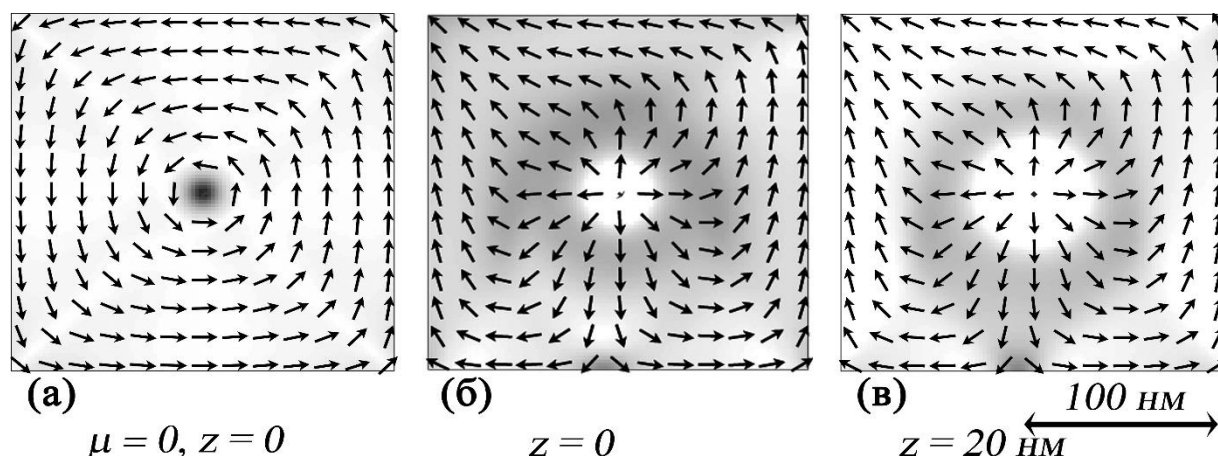


Рис. 2. Векторное поле намагниченности тонкопленочного магнитного элемента (а) магнитный вихрь в отсутствие неоднородного поля, (б) при действии неоднородного поля на верхней плоскости элемента и (в) на нижней поверхности.

[1] V.E. Ivanov, J. Magn. Magn. Mater. V. 324, P. 2572-2578 (2012).

[2] S.D. Bader, Rev. Mod. Phys. V. 78, N. 1 (2006).

[3] A. Thiaville, J.M. Garcia, R. Dittrich, J. Miltat and T. Schrefl, Phys. Rev. B V. 67, P. 094410 (2003).

[4] M. Donahue and D. Porter, OOMMF User's Guide (National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, 1999).

VISUALISATION OF MAGNETIC STRUCTURE IN HEUSLER ALLOYS DURING THE MARTENSITIC TRANSITION BY MAGNETIC FORCE MICROSCOPY

Geydt P.^{1*}, Soboleva E.¹, Lähderanta E.¹, Granovsky A.²

¹*Department of Physics, Lappeenranta University of Technology, 53850 Lappeenranta, Finland*

²*Faculty of Physics, Moscow State University, 119991 Moscow, Russia*

*e-mail: Pavel.Geydt@lut.fi

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ МАРТЕНСИТНЫХ ПЕРЕХОДАХ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА МЕТОДОМ МАГНИТНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Гейдт П.^{1*}, Соболева Е.¹, Ляхдеранта Э.¹, Грановский А.²

¹*Ланпееврантский Технологический Университет, 53850 Ланпеевранта, Финляндия*

²*Московский Государственный Университет, 119991 Москва, Россия*

*e-mail: Pavel.Geydt@lut.fi

Новые магнитные материалы требуют детальнейших исследований, в то время как новые инструментальные решения позволяют раскрыть механизмы происходящих в них магнитных явлений. Магнитные сплавы Гейслера обширно исследованы с целью создания на их базе элементов с памятью формы и магнитных рефрижераторов. В одной из недавних работ [1] наблюдался мартенситный переход на поверхности сплава Ni-Mn-In-Cr при изменении температуры образца и смещение доменных границ. Методической трудностью данного исследования была значительная толщина образца и состояние поверхности (индуцированные механические напряжения и шероховатость), поэтому были приготовлены тонкоплёночные образцы. Согласно последним результатам [2], полученным на нано-тонких плёнках инверсного сплава Гейслера Mn₂FeSi, поведение образца может подчиняться трём закономерностям, в зависимости от режима отжига, толщины плёнки и температуры роста. Помимо поведения, соответствующего сплаву Ni-Mn-In-Cr, может наблюдаться температурно-зависимый пре-мартенситный переход, или же стабильная аустенитная фаза материала.

В докладе будут представлены результаты магнитно-силовой микроскопии по двум типам сплавов Гейслера, проработанный протокол эксперимента, рекомендуемый для стандартного зондового микроскопа и методические трудности и артефакты измерения. Полученные результаты будут обсуждены совокупно с данными СКВИД магнетометрии, рентгеноструктурными и оптическими данными.

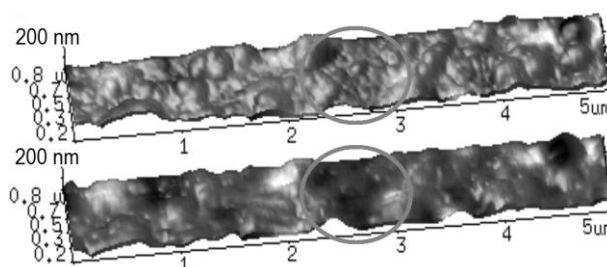


Рис.1. Рост контраста МСМ при нагреве свидетельствует о ферромагнитных включениях.

[1] P. Geydt, I.D. Rodionov, A. Granovsky, E. Soboleva et al., EPJ Web Conf. (in print 2018).

[2] A. Aryal, H. Samassekou, S. Pandey, A. Granovsky et al., J Alloys Compd. (submitted in 2018).

INFLUENCE PREHISTORY OF THE SAMPLE $Tm_xMn_{1-x}S$ ON THE DYNAMIC MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AND RELAXATION

Kharkov A.M.*, Sitnikov M.N., Kretinin V.V., Fisenko O.B.

Reshetnev Siberian State University of Science and Technology, 660014 Krasnoyarsk, Russia,

**e-mail: khark.anton@mail.ru*

ВЛИЯНИЕ ПРЕДЫСТОРИИ ОБРАЗЦА $Tm_xMn_{1-x}S$ НА ДИНАМИЧЕСКУЮ МАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ И РЕЛАКСАЦИЮ

Харьков А.М.*, Ситников М.Н., Кретинин В.В., Фисенко О.Б.

Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, 660014 Красноярск, Россия,

**e-mail: khark.anton@mail.ru*

В твердых растворах $Tm_xMn_{1-x}S$ ниже температуры $T = 240$ К наблюдается деформация решетки, которая сопровождается изменением ИК спектра. Возможные причины этих эффектов связаны с конденсацией Янн-Теллеровской моды колебаний или со спин-орбитальным взаимодействием. В последнем случае это приведет к изменению магнитных характеристик за счет вклада орбитального магнитного момента. В поликристаллическом твердом растворе угловые моменты случайно направлены и связаны спин-орбитальным взаимодействием со спиновым моментом. При охлаждении в магнитном поле моменты стремятся повернуться по полю и в магнитоупорядоченной области в зависимости от знака спин-орбитального взаимодействия будет наблюдаться изменение магнитной восприимчивости.

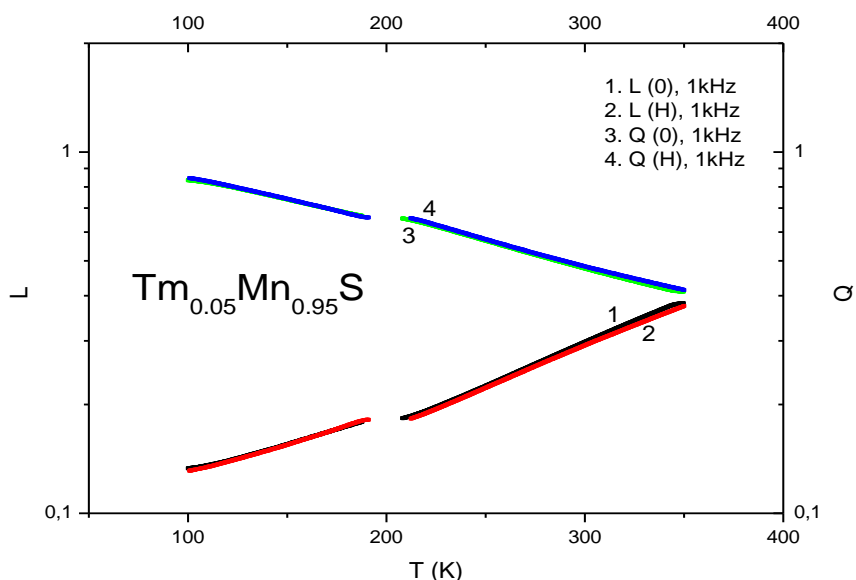


Рис. 1. Температурная зависимость индуктивности (L) катушки с образцом $Tm_xMn_{1-x}S$, $x = 0.05$ на частоте $\omega = 1$ kHz, без магнитного поля (1) и в магнитном поле 12 кОе (2). Добротность магнитных колебаний в образце, охлажденном без поля (3) и в магнитном поле (4) от температуры.

Цель работы установить влияние предыстории образца $Tm_xMn_{1-x}S$ на динамическую магнитную восприимчивость и релаксацию магнитного момента. Для решения поставленной задачи использовалась методика измерения индуктивности (магнитной проницаемости) и добротности в интервале частот 100 Hz – 100 kHz и температур $80\text{ K} < T < 400\text{ K}$ с учетом предыстории образца, который охлаждался без поля и в магнитном поле 12 kOe. Индуктивность катушки с образцом измерялась при нагревании без магнитного поля.

Магнитная проницаемость образца $Tm_xMn_{1-x}S$ определялась из индуктивности соленоида с внутренним диаметром $d = 2\text{ мм}$ и длиной 10 мм, внутрь которого помещался образец. Измерялась индуктивность катушки с образцом (L_f) и без образца (L_s), т.к. индуктивность соленоида пропорциональна: $L = n^2\mu_0V$, то магнитную проницаемость μ_r образца с объемом V_f найдем как: $\mu_r = (L_f - L_s) / L_s + 1$ [1].

Температурная зависимость индуктивности и добротности магнитных колебаний для образца $Tm_xMn_{1-x}S$, $x = 0.05$ показана на рис. 1, для образца $Tm_xMn_{1-x}S$, $x = 0.15$ показана на рис. 2.

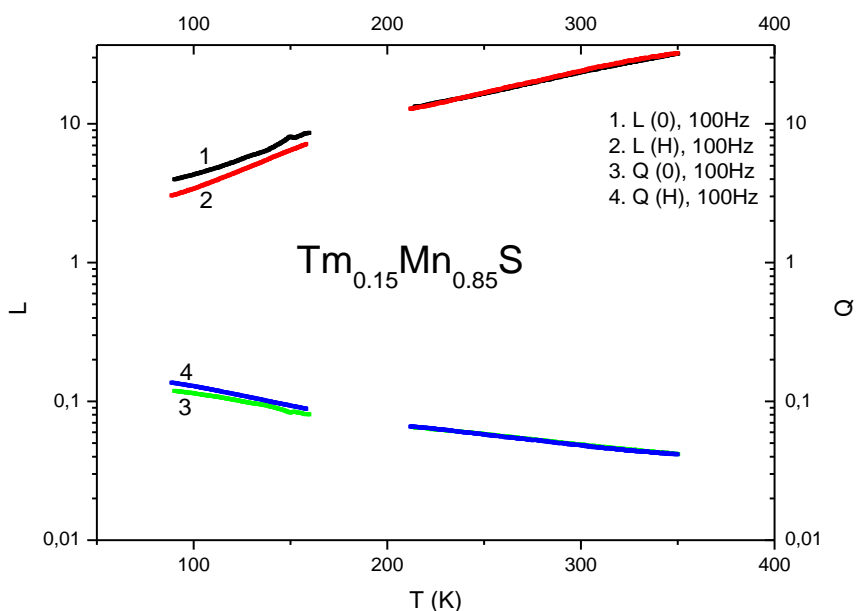


Рис. 2. Температурная зависимость индуктивности (L) катушки с образцом $Tm_xMn_{1-x}S$, $x = 0.15$ на частоте $\omega = 100\text{ Hz}$, без магнитного поля (1) и в магнитном поле 12 kOe (2). Добротность магнитных колебаний в образце, охлажденном без поля (3) и в магнитном поле (4) от температуры.

Добротность колебаний монотонно уменьшается при нагревании, как видно на рис. 1 и рис. 2. В магнитоупорядоченной фазе добротность колебаний и время релаксации колебаний намагниченности обнаруживают зависимость от предыстории образца. В неравновесных системах время релаксации зависит от частоты. Частоту релаксации найдем из добротности: $Q = \omega\tau/2$, следовательно: $\tau = 2Q/\omega$. Время релаксации электромагнитных колебаний в катушке с образцом, охлажденной без поля, возрастает в магнитоупорядоченной фазе.

Работа поддержана грантами РФФИ № 18-52-00009 Бел_а, № 18-32-00079 Мол_а.

[1] С.С. Аплеснин, А.М. Харьков, О.Б. Романова, К.И. Янушкевич, А.И. Галяс, В.В. Соколов / Магнитные и электрические свойства твердых растворов $Yb_xMn_{1-x}S$ // Известия РАН. Серия физическая. Т. 77. № 10. С. 1472-1474 (2013).

NEGATIVE GOOS-HÄNCHEN SHIFT UPON REFLECTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES FROM MULTI-SUB-LATTICE ANTIFERROMAGNETS

Poimanov V.D.^{1*}, Shavrov V.G.², Koledov V.V.²

¹*Donetsk National University, 83001, Donetsk, Ukraine*

²*Kotelnikov Institute of Radio-engineering and Electronics of RAS, Moscow, 125009, Russia*

ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ СДВИГ ГУСА-ХЭНШЕНА НА ГРАНИЦЕ С МНОГОПОДРЕШЕТОЧНЫМ АНТИФЕРРОДИЭЛЕКТРИКОМ

Пойманов В.Д.^{1*}, Шавров В.Г.², Коледов В.В.²

¹*Донецкий Национальный Университет, 83001, Донецк, Украина*

²*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия*

**e-mail: Vladislav.Poimanov@yandex.ru*

В настоящее время большое количество работ посвящено изучению взаимодействия электромагнитного излучения с собственными колебаниями спиновой подсистемы многоподрешеточного магнетика [1-2]. В этом случае многообразие магнитных и оптических свойств обусловлено, в частности, отсутствием центральносимметричности в такой системе. Например, хорошо известный гематит $\alpha - Fe_2O_3$ содержит четыре подрешетки, соответственно чему колебания спиновой подсистемы описываются четырьмя независимыми векторами, представляющими собой линейные комбинации векторов намагниченности отдельных подрешеток [3]. Таким образом, в спектре собственных колебаний гематита имеется четыре ветви, две из которых являются акустическими магнитоактивными модами с характерными частотами в инфракрасной области спектра. Две других являются обменными электродипольноактивными возбуждениями и могут наблюдаться в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [4].

В связи с этим представляет интерес изучение взаимодействия электромагнитных волн с обменными модами антиферродиелектрика, в качестве которого выбран гематит. В частности - особенностей отражения ТМ-поляризованной волны от структуры, содержащей ячейки из гематита. При полном внутреннем отражении при падении из диэлектрика наблюдается пространственный сдвиг пучка электромагнитных волн относительно точки падения вдоль границы раздела (сдвиг Гуса-Хэншена, СГХ).

В настоящей работе в качестве модели рассматриваются две структуры:

1. Сверхрешетка гематит/диэлектрик в отсутствие внешнего поля;
 2. Однородная структура из гематита во внешнем магнитном поле,
- для которых найдены области положительного и отрицательного СГХ для случаев двухкомпонентной сверхрешетки гематит-диэлектрик и однородной структуры из гематита во внешнем магнитном поле, приложенном вдоль вектора антиферромагнетизма. Показано, что в случае сверхрешетки для формирования области отрицательного СГХ необходимо, чтобы толщина антиферроэлектрического слоя была больше толщины диэлектрического. В случае однородного антиферродиелектрика указанные области формируются приложением внешнего магнитного поля, меньшего поля спин-флоп перехода. Обнаружена невзаимность спектра по отношению к направлению распространения прямой и обратной волны. Показано существование аномальных областей отрицательного СГХ.

Результат расчета областей положительного и отрицательного СГХ для двух моделей представлен на рисунках 1 и 2.

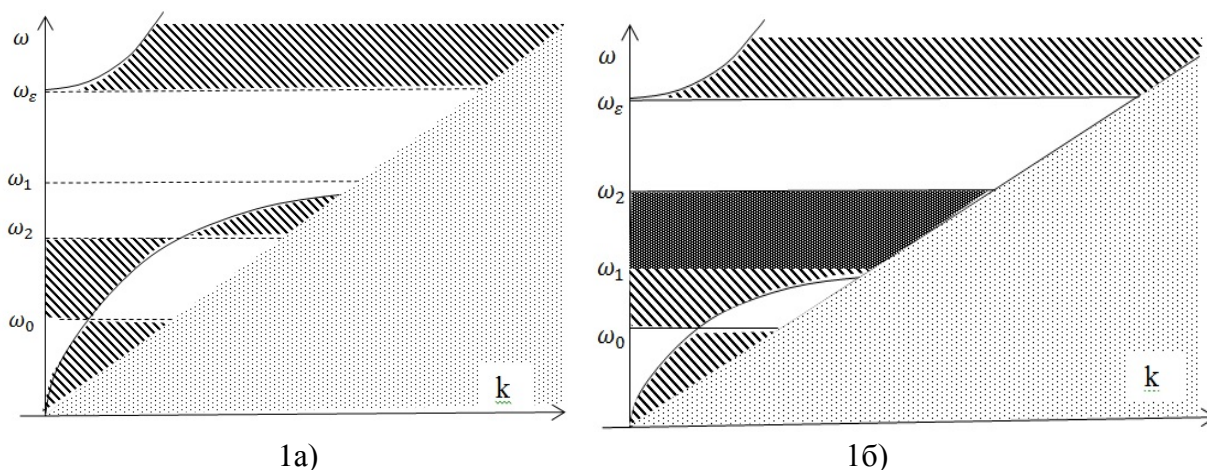


Рис.1 Сдвиг Гуса – Хеншена для случая сверхрешетки при $v_a < v_d$ (рис. 1a) и при $v_a > v_d$. (рис. 1б) Область ниже наклонной прямой $\omega = \frac{k}{\sqrt{\epsilon_0}}$ соответствует поверхностной волне в диэлектрике, косой штриховки – положительному СГХ, темная область - отрицательному. Незаштрихованная область соответствует объемным волнам в антиферродиэлектрике.

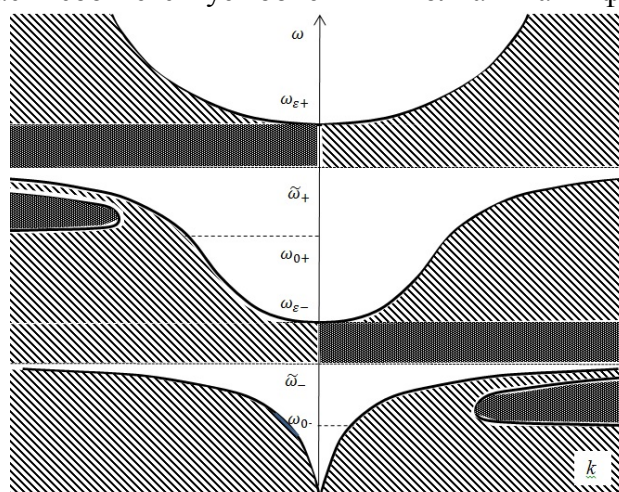


Рис. 2 Сдвиг Гуса – Хеншена для случая для однородного антиферродиэлектрика во внешнем магнитном поле. Темная область соответствует отрицательному СГХ, область косой штриховки – положительному Незаштрихованная область соответствует объемным волнам в антиферродиэлектрике.

Следует отметить, что в последнем случае распределение областей положительного и отрицательного СГХ обладает невязимостью по отношению к направлению распространения волны.

[1] Пятаков А.П. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики / А.П. Пятаков, А.К. Звездин // Успехи физических наук. – 2012, - Т. 182, № 6. – С. 593-620
 [2] Туров Е.А. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков / Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. – М.: Физматлит, 2001, 560 с.
 [3] Krivoruchko V. N. Antiferroelectric resonance in noncentrosymmetric multi-sublattice magnets/ V. N. Krivoruchko, D. A. Yablonskii // Sov. Phys. JETP. - 1988, V.67, No. 9, p.1886-1890
 [4] Криворучко В.Н. Поверхностные обменные поляритоны в $\alpha - Fe_2O_3$ / В.Н. Криворучко, Т.Е. Примак // ФТТ. – 1991, - Т. 33, № 11, С. 3205-3215

August, 28th (Tuesday)

Oral Presentations and Briefings

CRYSTALLOGRAPHIC MODEL OF MICROSTRUCTURE FORMATION IN Nd₂Fe₁₄B TYPE COMPOUNDS WITH TITANIUM

Lukin A.A., Kraposhin V.S. and Everstov A.A.*

JSC "S-magnet", 127238, Moscow, Russia

e-mail: ont@s-magnet.ru

КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ В СОЕДИНЕНИЯХ ТИПА Nd₂Fe₁₄B С ТИТАНОМ

Лукин А.А., Крапошин В.С., Эверстов А.А.*

АО «Спецмагнит», 127238, Москва, Россия

e-mail: ont@s-magnet.ru

До настоящего времени спеченные постоянные магниты (ПМ) типа (Nd,R)₂(Fe,M)₁₄B обладают максимальными энергетическими параметрами. Для большинства химических составов ПМ после операции спекания при температуре T=1080-1100°C применяют низкотемпературную обработку (НТО) при температуре T=500-550°C с последующей закалкой. Однако для ряда химических составов ПМ легированных такими боридообразующими элементами, как Mo, V, Ti, Nb, оптимальная температура НТО, соответствующая максимальным значениям коэрцитивной силы по намагниченности (j_{Hc}), имеет более высокие значения, соответственно, 830°C (Mo, V), 750°C (Ti), 650°C (Nb). Обоснование выбора повышенных температур при НТО для данной группы сплавов, как правило, не приводится. В работе [1] на спеченных ПМ (после спекания и без НТО) состава Nd₁₅(Fe_{0.585-x}Co_{0.3}Ni_{0.1}Ti_x)₇₇B₈ (ат. %) при легировании Ti (x=0.015) j_{Hc} возросла с 400 до 880 кА/м, а предел прочности при изгибе (bending strength) с 250 до 400 МПа. Авторы этой работы обнаружили выделения фазы TiB₂ размером 50-200 нм, как по границам зерен, так и внутри зерна основной магнитной фазы. Анализируя параметры решетки основной фазы Nd₁₅(Fe_{0.585}Co_{0.3}Ni_{0.1}Ti_{0.015})₇₇B₈ и фазы TiB₂, они установили, что эти фазы квазикогерентны. В работе [2] при исследовании литых сплавов Nd₂(Fe_{0.6}Co_{0.3}Ni_{0.1})₁₄B_{1.42}Ti_{0.21} (ат. %) после НТО при 750°C обнаружили выделение тонкодисперсных (50-200 нм) иголок TiB₂, при этом наблюдался рост ударной вязкости (fracture toughness) с 2.6 до 3.3 МПа·м^{1/2}. По данным работы [3] фаза Nd₂Fe₁₄B не имеет области гомогенности по бору и неодиму, при этом имеет ограниченную растворимость для боридообразующих элементов в этой фазе (применительно к сплавам с титаном – 0,6 ат. % [2]). Поэтому не совсем понятно, происхождение избыточного бора в кристаллической решетке фазы Nd₂(Fe,Ti)₁₄B, при образовании при НТО при 750°C выделений фазы TiB₂.

В данной работе предпринимается попытка объяснения указанного противоречия применительно к сплавам следующего химического состава (ат. %): Nd₁₅Al_{0.9}Ti_{1.4}Fe_{82.7-z}B_z (z=6-9).

Исследование магнитных свойств спеченных ПМ типа Nd₁₅Al_{0.9}Ti_{1.4}Fe_{ост.}B₆₋₉ показало, что оптимальная температура НТО зависит от содержания бора в ПМ (750°C для z=6-7, 550°C для z=8-9, 550-750°C z=7, плато с небольшим максимумом j_{Hc} при температуре 650°C). Эта закономерность характерна, как для монсплава, так и для смеси порошков сплава Nd₁₅(Fe_{bal.}Al_{0.9}Ti_{1.4})_{ост.}B₆ с аморфным бором в процессе размола. Исследование микроструктуры показало, что для составов ПМ с оптимальной температурой НТО при 750°C

рост jH_c коррелирует с появлением игольчатых квазимикронных выделений фазы TiB_2 в зернах матричной фазы, в отличие от составов ПМ с температурой НТО $550^\circ C$, в которых граничная фаза наблюдается лишь по границам зерен. Анализ параметров решетки основной магнитотвердой фазы и фазы TiB_2 показал (рис. 1), что максимальное соответствие решеток этих фаз соответствует ПМ, для которых температура оптимальной НТО (максимальная jH_c) составляет $750^\circ C$. Предположительно, имеющиеся наногетерогенные (50-200 нм) выделения в магнитотвердой фазе после спекания, при последующей НТО при температуре $750^\circ C$ агломерируют до субмикронных размеров, при которых создаются поля упругих напряжений. В результате этого реализуются максимальные значения таких структурно чувствительных параметров, как ударная вязкость (трещиностойкость) и коэрцитивная сила по намагниченности. Для других химических составов ПМ, в которых отсутствуют выделения в магнитотвердой фазе, либо наблюдается плохое сопряжение решеток основной магнитотвердой фазы и выделений (например, ZrB_2 и HfB_2), роста jH_c при повышенных температурах НТО (в данном случае $750^\circ C$) не происходит [4-5]. При повышенных содержаниях бора (при неизменных остальных компонентах сплава) основную роль в формировании высококоэрцитивного состояния играет уже структурное состояние граничных фаз. Похожие закономерности реализуются для сплавов, легированных Dy, Tb, Co, Mo, V, при этом изменяется состав борсодержащих фаз (Mo_2FeB_2 и V_2FeB_2) и оптимальная ($830^\circ C$) температура НТО и Nb (боридная фаза – $NbFeB$, температура НТО $650^\circ C$) [6].

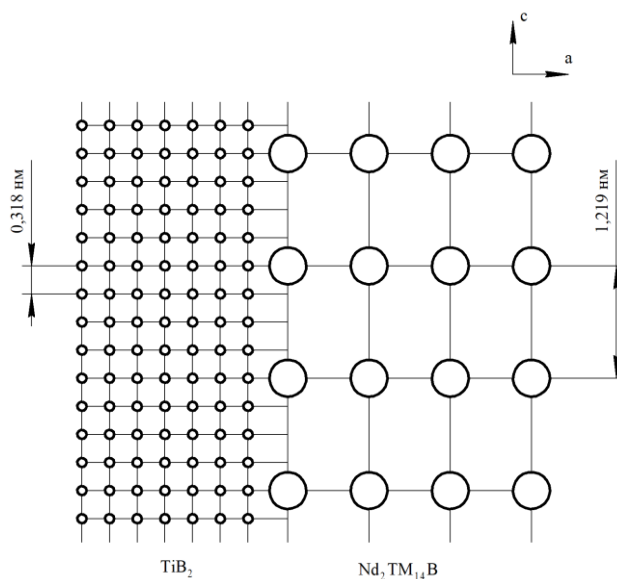


Рис. 1. Схематичное представление сопряжения решеток фаз: $Nd_2Fe_{14}B$ и TiB_2 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Y. Ozaki, Y. Fukuda, Y. Iwasaki, M. Shimotomai, Y. Kitano, J. Shimomura. Kawasaki Steel Gino, 1992, 24, 124-128.
2. Y. Fukuda, M. Shimotomai. J. of Materials Science Letters, 1995, 14, 895-897.
3. K.N.J. Buschow, D.B.De. Mooij, H.M. Van Noort. Philips J. Res., 1985, 40, 227-238.
4. А.А. Лукин. Металлы, 1996, № 2, 131-135.
5. S.M. Margaryan, D.V. Krylov, A.A. Zhuravlyev, A.A. Lukin, S. Szymura. Kovove Materialy, 2006, 44, 335-340.
6. В.А. Глебов, А.А. Лукин. Нанокристаллические редкоземельные магнитотвердые материалы. ВНИИНМ, Москва, 2007.

TEMPERATURE INFLUENCE ON MAGNETOIMPEDANCE OF THE ELASTICALLY DEFORMED AMORPHOUS SOFT MAGNETIC $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$ RIBBONS

Derevyanko M.S.^{1*}, Semirov A.V.¹, Bukreev D.A.¹, Moiseev A.A.¹ and Kurlyandskaya G.V.²

¹*Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia*

²*Ural Federal University, Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, 620083*

**e-mail: mr.derevyanko@gmail.com*

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА МАГНИТОИМПЕДАНС УПРУГО ДЕФОРМИРОВАННЫХ АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ ЛЕНТ СПЛАВА $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$

М.С. Деревянко¹, А.В. Семиров¹, Д.А. Букреев¹, А.А. Моисеев¹, Г.В. Курляндская²

В данной работе исследуется влияние температуры на импеданс Z и магнитоимпедансный эффект $\Delta Z/Z_0$ (МИ) аморфных магнитомягких лент сплава $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$ при их упругой деформации. Ленты получены методом быстрой закалки из расплава на вращающийся барабан. Быстрозакаленные аморфные ленты – это перспективные материалы для сенсорных приложений [1].

Намагниченность насыщения при комнатной температуре $M_s = 76$ ед/г, коэрцитивная сила $H_c = 0,49$ Э, температура Кюри $T_c = 357$ °С и константа магнитострикции насыщения $\lambda_s = -0,6 \cdot 10^{-7}$ [2]. Длина, ширина и толщина исследуемых образцов составляла 3 см, 0,71 мм и 24 мкм, соответственно.

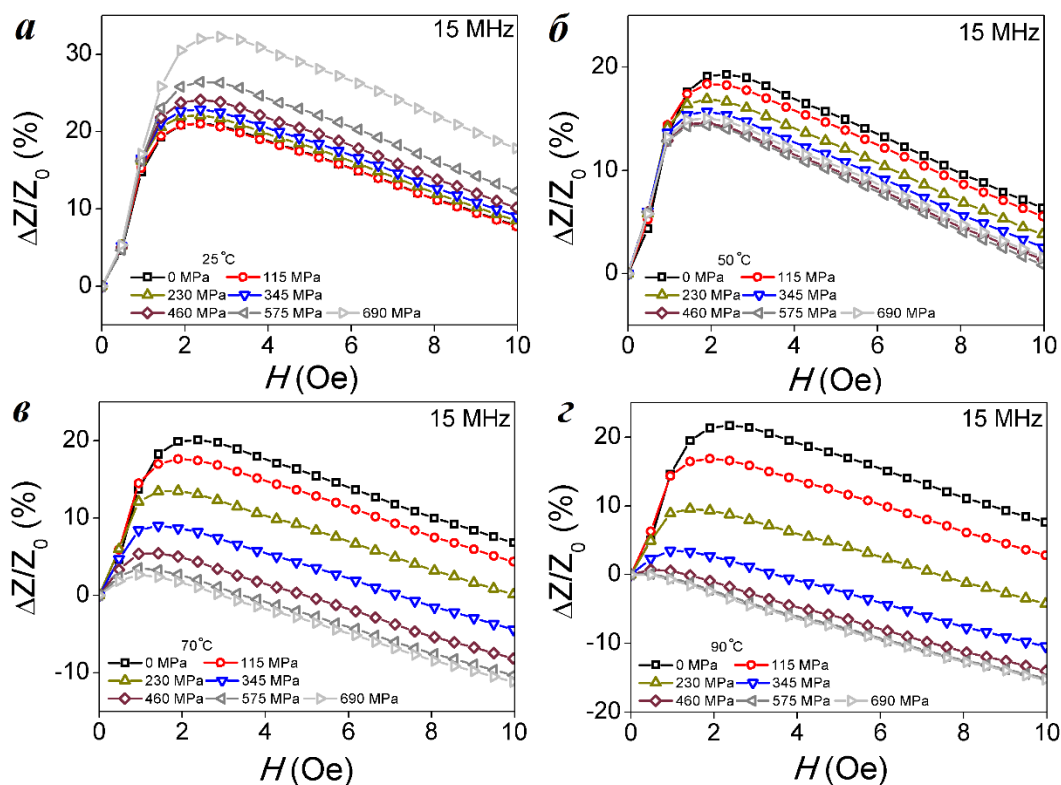


Рис. 1. Зависимости МИ аморфных лент $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$ от внешнего магнитного поля, полученные на частоте 15 МГц, при температурах: *a* – 25, *b* – 50, *v* – 70 и *z* – 90 °С и различных упругих растягивающих напряжениях (см. вставку).

Зависимости $Z(t)$ и $\Delta Z/Z_0(H)$ получены на автоматизированном измерительном комплексе магнитоимпедансной спектроскопии в диапазоне частот переменного тока f от 0,1 до 100 МГц при величине пробного тока 1 мА. Для достижения обратимости температурных изменений магнитоимпеданса образцы подвергались предварительной термообработке в потоке воздуха, нагретого до температуры 150 °С, в течение 8 часов.

Внешнее магнитное поле H было ориентировано вдоль длины ленты и изменялось в пределах ± 150 Э. Температурные измерения проводились в интервале 25 – 135 °С при варьировании продольных растягивающих напряжений σ от 0 до 690 МПа. Напряжения создавались растягивающей силой, приложенной к подвижному зажиму измерительной ячейки.

Из представленных магнитоимпедансных зависимостей величины $\Delta Z/Z_0 = [Z_H - Z_0]/Z_0$, где, Z_H – импеданс в поле H , а Z_0 – импеданс в поле $H = 0$, видно, что с ростом температуры характер влияния σ на МИ меняется. Так, при $t = 50$ °С и выше рост σ приводит к уменьшению магнитоимпедансного эффекта и смещению максимума на зависимостях $\Delta Z/Z_0(H)$ в область меньших магнитных полей (рис. 1 б-г), тогда как при комнатной температуре наблюдается противоположный эффект (рис. 1 а). Исходя из этого и ранее проведенных исследований [3], можно сделать вывод, что в области температур 25 – 50 °С происходит изменение знака константы магнитострикции с отрицательного на положительный.

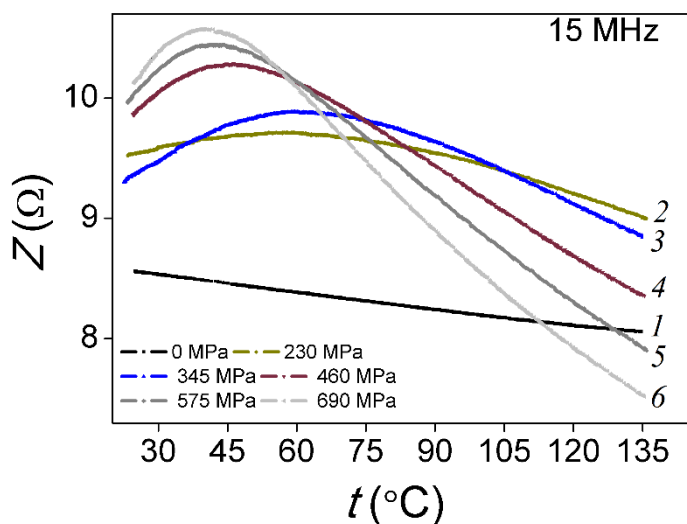


Рис. 2. Температурные зависимости импеданса, полученные на частоте 15 МГц при упругих растягивающих напряжениях: 1 – 0 МПа, 2 – 230 МПа, 3 – 345 МПа, 4 – 460 МПа, 5 – 575 МПа и 6 – 690 МПа.

являться зависимость температуры смены знака магнитострикции от величины растягивающих напряжений.

Данное утверждение подтверждается также температурными зависимостями импеданса лент, полученных при различных значениях упругих растягивающих напряжений (рис. 2). Так, при $\sigma = 0$ импеданс с ростом температуры монотонно уменьшается, что в основном обусловлено температурным уменьшением намагниченности насыщения [2]. Импеданс упругодеформированных лент с ростом температуры сначала увеличивается, достигает максимального значения, а затем уменьшается (рис. 2).

Из представленных зависимостей $Z(t)$ видно, что максимум с ростом растягивающих напряжений смещается в область меньших температур. Вероятной причиной этого может

Работа выполнена по заданию Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ, проект 3.1941.2017/4.6.

Ссылки на литературу.

1. Makhotkin, V.E., Shurukhin, B.P., Lopatin, V.A., Marchukov, P.Yu., and Levin, Yu.K., Sensors and Actuators A (1991), 27, pp. 759–762.
2. Z. Lotfollahi, A. García-Arribas, A. Amirabadizadeh, I. Orue, G.V. Kurl'yanskaya, Journal of Alloys and Compounds (2017), 693, pp. 767 – 776.
3. Семиров А.В., Букреев Д.А., Кудрявцев В.О., Моисеев А.А. и др. // ЖТФ. – 2009. – Вып. 11. – С. 25 – 29.

CALIBRATION FOR Ni,Fe,Co MAGNETIC ALLOYS COMPOSITION MEASUREMENT WITH LIMITED AMOUNT OF CALIBRATION SAMPLES**Boyarchenkov A.S.¹**¹*Ural Federal University, 620002, Yekaterinburg, Russia***e-mail: Alexey.Boyarchenkov@urfu.ru***ПОСТРОЕНИЕ КАЛИБРОВКИ ДЛЯ АНАЛИЗА МАГНИТНЫХ СПЛАВОВ НА Fe, Ni, Co ОСНОВАХ В УСЛОВИЯХ МАЛОГО КОЛИЧЕСТВА СТАНДАРТНЫХ ОБРАЗЦОВ.****Боярченко А.С.¹**¹*Уральский Федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия***e-mail: Alexey.Boyarchenkov@urfu.ru*

При производстве магнитных материалов немаловажным (хотя и не определяющим) фактором является соответствие химического состава сплава. Традиционным методом производственного контроля является искровая эмиссионная спектрометрия. Поскольку метод является относительным, требуется градуировка прибора по калибровочным образцам. В России не производятся монолитные ГСО (Государственные стандартные образцы) на магнитные сплавы 79НМ, 77НМД, 80НХС, 80НМА (пермаллой), 36КНМ, а так же 49КФ (пермендюр) или ЮНДК(Т) (AlNiCo) [1,2], а импортные RM (Reference Materials) ограничены только одним образцом, соответствующим сплаву (например, iso133a, iarm326a[3]). Задача осложняется отсутствием ГОСТа (а так же и зарубежного стандарта ASTM) на эмиссионный анализ никелевых сплавов, а ГОСТ Р 54153-2010 и его предшественник ГОСТ 18895-97 не перекрывает содержание кобальта 49% для сплава 49КФ. Зарубежные производители оборудования, тем не менее, предлагают рабочие калибровки на никелевые и железо-кобальтовые, включающие упомянутые магнитные сплавы, однако стоимость более-менее полной коллекции импортных RM существенно высока.

В работе предлагается комбинированный подход к калибровке спектрометра, использующий российские ГСО, импортные RM, а так же производственные пробы, используемые как СОП (стандартный образец предприятия), с использованием оригинального метода коррекции «**оптимальное разбавление основы**», реализованного в п/о GradSL (ЗАО «Спектральная Лаборатория»[4]), а так же автором для некоторых других искровых приборов.

Для аттестации СОП и измерений используется также спектрометр тлеющего разряда LECO GDS 400a, позволяющий производить анализ химического состава и толщины покрытий.

Ссылки на литературу.

- [1] <http://www.icrm-ekb.ru> ЗАО «ИСО», производитель ГСО
- [2] <http://www.vikst.ru> ЗАО «Виктори Стандарт», производитель ГСО
- [3] <http://www.mbh.co.uk> зарубежный производитель СО
- [4] <http://www.spectr-lab.ru> производитель искровых спектрометров (в т. ч. МСА-II)

CREATION OF THE PROTON-CONDUCTING MEMBRANE AS A RESULT OF INDUSTRIAL DIELECTRIC TRACK POLYMER FILM IMPREGNATION WITH NOVEL PHOSPHOR-CONTAINING PROTON-CONDUCTING IONIC LIQUIDS

Gogoleva N.M.^{1,2}, Sukhov B.G.^{1,2*}, Chesnokova A.N.³, Maksimenko S.D.³, Ivanov N.A.³, Papernyi V.L.⁴, Malysheva S.F.^{1,2}, Belogorlova N.A.¹, Kuimov V.A.¹, Litvintsev Yu.I.¹, Kon'kova T.V.^{1,2}

¹*A.E. Favorsky Irkutsk Institute of Chemistry SB RAS, 664033, Irkutsk, Russia*

²*Irkutsk Scientific Centrum SB RAS, 664033, Irkutsk, Russia*

³*Irkutsk National Research Technical University, 664074, Irkutsk, Russia*

⁴*Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia*

**e-mail: sukhov@irioch.irk.ru*

СОЗДАНИЕ ПРОТОНПРОВОДЯЩЕЙ МЕМБРАНЫ В РЕЗУЛЬТАТЕ ПРОПИТКИ ПРОМЫШЛЕННОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ТРЕКОВОЙ ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКИ НОВЫМИ ФОСФОРСОДЕРЖАЩИМИ ПРОТОНПРОВОДЯЩИМИ ИОННЫМИ ЖИДКОСТЯМИ

Гоголева Н.М.^{1,2}, Сухов Б.Г.^{1,2*}, Чеснокова А.Н.³, Максименко С.Д.³, Иванов Н.А.³, Паперный В.Л.⁴, Малышева С.Ф.^{1,2}, Белогорлова Н.А.¹, Куимов В.А.¹, Литвинцев Ю.И.¹, Конькова Т.В.^{1,2}

¹*Иркутский институт химии им. А. Е. Фаворского СО РАН, 664033, Иркутск, Россия*

²*Иркутский научный центр СО РАН, 664033, Иркутск, Россия*

³*Иркутский национальный исследовательский университет, 664074, Иркутск, Россия*

⁴*Иркутский государственный университет, 664074, Иркутск, Россия*

**e-mail: sukhov@irioch.irk.ru*

Разработаны и развиваются подходы к направленному синтезу фосфорорганических соединений (ФОС) непосредственно из элементного фосфора (реакция Трофимова-Гусаровой) (см. например, [1, 2]), в том числе, без катализатора [2, 3], в условиях суперосновного катализа (см. например, [2, 4]), радикального инициирования [5-7], а также с использованием явления дефектообразования в твердой структуре этого химического элемента [2, 8], что позволяет получать функциональные ФОС, в том числе, энантимерно чистые [5, 9]. Синтезированы не известные ранее гипофосфиты 1-*H*- и 1-алкил-3*H*-имидазолия, являющиеся ионными жидкостями при комнатной температуре.

Пропитка этими новыми фосфорсодержащими протонпроводящими ионными жидкостями промышленной диэлектрической полиэтилентерефталатной пленки со сквозными трековыми микропорами с электропроводностью порядка 10^{-11} - 10^{-12} См·см⁻¹ позволяет увеличить на 8-9 порядков электропроводность этой пленки. При плазменно-радиационном отверждении виниловой ионной жидкости в трековых отверстиях пленки образуется новая протонпроводящая интерполимерная композитная пленка.

1. Г.А. Абакумов, А.В. Пискунов, В.К. Черкасов и др., Усп. хим. Т. 87, № 5. С. 393-507 (2018).
2. Б.А. Трофимов, Б.Г. Сухов, С.Ф. Малышева и др., Катализ в промышл. № 4. С. 18-23 (2006).
3. N. Gusarova, S. Shaikhudinova, S. Arbuzova et al., Tetrahedron. V. 59, No 26. P. 4789-4794 (2003).
4. Н.К. Гусарова, С.И. Шайхутдинова, Т.И. Казанцева и др., ХГС. № 5. С. 628-632 (2001).
5. В.А. Trofimov, B.G. Sukhov, S.F. Malysheva et al., Tetr. Lett. V. 45, No 9. P. 9143-9145 (2004).
6. N.K. Gusarova, N.I. Ivanova, M.V. Bogdanova et al., Mend. Comm. V. 14, No 4. P. 216-217 (2004).
7. В.А. Trofimov, S.F. Malysheva, N.K. Gusarova et al., Mend. Comm. V. 17, No 3. P. 181-182 (2007).
8. B.G. Sukhov, S.F. Malysheva, T.I. Vakul'skaya et al., Arkivoc. V. 2003, No 13. P. 196-204 (2003).
9. N.K. Gusarova, S.F. Malysheva, L.A. Oparina et al., Arkivoc. V. 2009, No 7. P. 260-267 (2009).

FORMATION OF A SPIN SPRING IN PINNING BILAYERS FeNi-Co MULTILAYER ISLET FILMS.

Pudonin F.A., Sherstnev I.A., Boltaev A.P., Egorov D.A.*

P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, 119991, Moscow, Russia

**e-mail: dmi84108@yandex.ru*

ОБРАЗОВАНИЕ СПИНОВОЙ ПРУЖИНЫ В ПИННИНГОВАННЫХ БИСЛОЯХ FeNi-Co МНОГОСЛОЙНЫХ ОСТРОВКОВЫХ ПЛЕНОК.

Пудонин Ф.А., Шерстнев И.А., Болтаев А.П., Егоров Д.А.*

Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Москва, РФ

**e-mail: dmi84108@yandex.ru*

Исследования магнитных явлений в металлических наноструктурах являются одним из приоритетных направлений в физике конденсированного состояния. Связано это как с фундаментальными проблемами микромагнетизма в наноструктурах, так и с их обширным прикладным применением. Особый интерес представляют исследования трансформации магнитной структуры магнетиков при их уменьшении до нанометровых размеров.

В данной работе предложен механизм возникновения дополнительного магнетосопротивления в многослойных наноостровковых структурах $[\text{FeNi-Co}]_N$, который может отвечать за высокую чувствительность этих структур к слабым магнитным полям до 10^{-11}T при комнатной температуре [1].

В работе были исследованы магнитооптические и гальваномагнитные свойства многослойных систем, состоящих из островковых бислоев FeNi/Co, разделенных слоями диэлектрика Al_2O_3 . Для исследования магнитной структуры островковых систем использовался меридиональный магнитооптический эффект Керра. На петлях гистерезиса были обнаружены изломы, говорящие о независимом перемагничивании слоев Co и FeNi. Было предположено, что вектор намагниченности области контакта острова FeNi с островом Co имеет ту же ориентацию, что и вектор намагниченности острова Co (пиннинг намагниченности), при этом оставшаяся часть острова FeNi будет иметь собственную ориентацию намагниченности. Переход от пиннигованной к собственной ориентации намагниченности в острове FeNi происходит путем вращения вектора намагниченности. Область острова FeNi, в которой осуществляется вращение вектора намагниченности, была названа нами плоской спиновой пружиной. Пружина может появляться или исчезать под действием магнитного поля. При движении через пружину носителей заряда будет происходить их селективное рассеяние по спине, а, значит, возникать дополнительное магнетосопротивление. Измерения магнетосопротивления показали, что в области магнитных полей, когда в островах FeNi возникают плоские спиновые пружины, действительно возникает дополнительное отрицательное магнетосопротивление.

Работа поддержана грантом РФФ №17-72-20030.

1. A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, D.A. Egorov, A.M. Kozmin "Flat magnetic exchange springs as mechanism for additional magnetoresistance in magnetic nanoisland arrays" JMMM, 428, p.132-135 (2017).

THE OPTIMAL CONDITIONS OF EXCITATION AND THE STRUCTURE-SENSITIVE PARAMETERS OF MAGNETOACOUSTIC EMISSION IN POLYCRYSTALLINE FERROMAGNETS

Serbin E.D.^{1,2*}, Kostin V.N.^{1,2} and Vasilenko O.N.^{1,2}

¹*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of UrB of RAS, 620108, Yekaterinburg, Russia*

²*Ural Federal University n.a. the first President of Russia B.N. Yeltsin, 620002, Yekaterinburg, Russia*

**e-mail: sseugene30@gmail.com*

ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ И СТРУКТУРНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Сербин Е.Д.^{1,2}, Костин В.Н.^{1,2}, Василенко О.Н.^{1,2}

¹*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, Россия*

²*Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, Россия*

Обеспечение объективной оценки структурно-фазового и напряженно-деформированного состояний изделий из ферромагнитных материалов зачастую определяет необходимость измерения не только параметров предельной петли гистерезиса, но и структурно-чувствительных параметров, связанных с динамикой перестройки доменной структуры при перемагничивании [1,2]. Магнитоакустическая эмиссия (МАЭ) представляет собой всю совокупность упругих колебаний, возникающих в ферромагнетике при его перемагничивании вследствие объемной магнитоstriction ферромагнетика, необратимого смещения 90-градусных доменных границ, а также, при относительно высоких частотах перемагничивания, электро-магнито-акустического преобразования (ЭМАП) [3]. Высокая структурная чувствительность параметров магнитоакустической эмиссии нашла применение при исследовании микроструктуры сталей и сплавов [4], структурно-фазового состояния [5], структурных превращений [6], а также напряженно-деформированного состояния поликристаллических ферромагнетиков [1,6,7]. Для магнитной структуроскопии могут быть использованы как амплитудно-частотные характеристики магнитоакустической эмиссии, так и сопоставление сигналов МАЭ с гистерезисными магнитными характеристиками материалов [2]. Однако, для обеспечения достоверности магнитоакустических измерений необходимо прояснение проблемы влияния условий возбуждения на характер зависимости параметров МАЭ от структурно-фазового состояния материалов и их типоразмеров, чем обусловлен не только научный, но и практический интерес к данной проблеме [1].

Целью настоящего исследования было определение влияния условий возбуждения на характеристики магнитоакустической эмиссии в ферромагнитных образцах, в частности, выявление зависимости амплитуды МАЭ от частоты перемагничивающего поля, а также выявление перспективных структурно-чувствительных параметров магнитоакустической эмиссии применительно к структуроскопии и диагностике ферромагнитных материалов.

Выявлено, что зависимость амплитуды МАЭ ферромагнитных материалов от частоты перемагничивающего поля имеет немонотонный характер, что обусловлено проявлением

скин-эффекта в области высоких частот и затуханием акустических колебаний при низких частотах перемагничивания. Установлено, что частота перемагничивающего поля, соответствующая максимальной амплитуде МАЭ, для ряда различных по физическим свойствам и размерам поликристаллических ферромагнетиков составляет 3-5 Гц (см. Рис. 1).

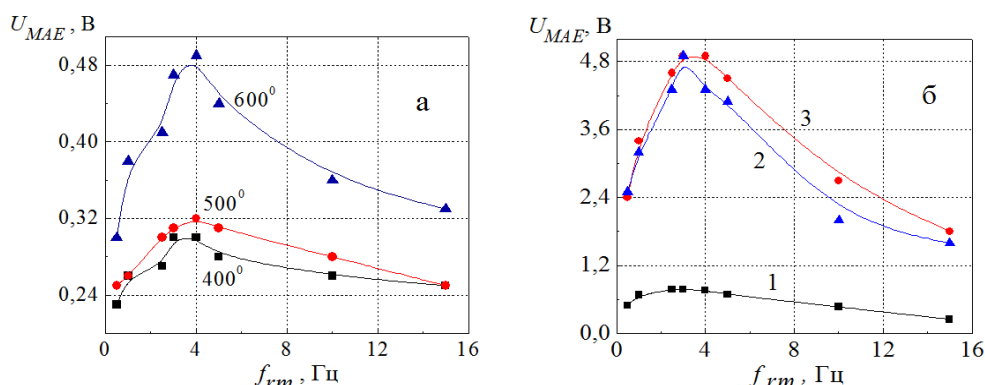


Рис.1. Зависимость амплитуды МАЭ от частоты перемагничивающего поля:
 а - закаленных и отпущенных при различных температурах образцов из стали 10 (температуры отпуска отдельных образцов указаны в поле рисунка)
 б - образцов пермендюра различных размеров: 1 - 4,1x40x89 мм; 2 - 2x9x161 мм; 3 - 2x8,9x295 мм.

Исследована структурная чувствительность таких параметров магнитоакустической эмиссии, как основная частота спектра (частота с наибольшей амплитудой) магнитоакустической эмиссии и поле максимума МАЭ, которое может быть определено по временному сдвигу на осциллограмме при известной временной зависимости перемагничивающего поля.

Показано, что оптимальными параметрами контроля средне- и высокотемпературного отпуска закаленных сталей различного химического состава является основная частота магнитоакустической эмиссии, а для контроля холоднодеформированных и отожженных углеродистых сталей оптимальными параметрами являются амплитуда и поле максимума магнитоакустической эмиссии.

Установлено, что поле максимума и амплитуда МАЭ коррелируют с остаточной магнитной индукцией исследованных сталей и могут служить параметрами контроля в сканирующих системах диагностики протяженных ферромагнитных объектов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 18-38-00253 мол_а.

[1] V.N. Kostin, D.Yu. Filatenkov, Yu.A. Chekasina, O.N. Vasilenko and E.D. Serbin, *Acoust. Phys.* V.63, P. 237-244 (2017).
 [2] V.N. Kostin, O.N. Vasilenko, D.Yu. Filatenkov, Yu.A. Chekasina and Serbin E.D, *Russ. J. Nondes. Test.* V.51, P. 624-632 (2015).
 [3] В.Н. Костин, М.А. Гурьев, О.Н. Василенко, Д.Ю. Филатенков, Я.Г. Смородинский, *Физ. Мезомех.* Т. 16, С. 103-110 (2013).
 [4] L. Piotrowski, B. Augustyniak, M. Chmielewski, J. Labanowski and M. Lech-Grega, *NDT&E Int.* V.47, P. 157-162 (2012).
 [5] M.R.N. Astudillo, N. Núñez, M.I.L. Pumarega, J. Ruzzante and L. Padovese, *Proc. Mater. Sci.* V.8, P. 678-682 (2015).
 [6] K. Ono and M. Shibata, *Mat. Eval.* V.38, N.1, P. 55-61 (1980).
 [7] L. Piotrowski, M. Chmielewski and B. Augustynak, *J. Magn. Mater.* V.324, I.16, P. 2496-2500 (2016).

CONTROL OF DZYALOSHINSKII-MORIYA INTERACTION FOR STABILIZATION OF SKYRMIONS IN FILMS RU/CO/W/RU

**Kolesnickov A.G.^{1*}, Steblyi M.E.¹, Samardak A.S.^{1,2}, Ognev A.V.¹, Sadovnikov A.V.^{3,4},
Nikitov S.A.^{3,4}, Talapatra A.⁵, Mohanty J.⁵, Chebotkevich L.A.¹**

¹*Far Eastern Federal University, 690950, Vladivostok, Russia*

²*National Research South Ural State University, 454080, Chelyabinsk, Russia*

³*Saratov State University, 410012, Saratov, Russia*

⁴*Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 125009,
Moscow, Russia*

⁵*IIT Hyderabad, 502285, Sangareddy, India*

^{*}*e-mail: kolesnickov.a@gmail.com*

УПРАВЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНОЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЗЯЛОШИНСКОГО-МОРИЯ ДЛЯ СТАБИЛИЗАЦИИ СКИРМИОНОВ В ПЛЕНКАХ RU/CO/W/RU

**Колесников А.Г.^{1*}, Стеблый М.Е.¹, Самардак А.С.^{1,2}, Огнев А.В.¹, Садовников А.В.^{3,4},
Никитов С.А.^{3,4}, Talapatra A.⁵, Mohanty J.⁵, Чеботкевич Л.А.¹**

¹*Дальневосточный федеральный университет, 690950, Владивосток, Россия*

²*Южно-Уральский государственный университет, 454080, Челябинск, Россия*

³*Саратовский государственный университет, 410012, Саратов, Россия*

⁴*Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, 125009, Москва,
Россия*

⁵*Индийский технологический институт Хайдерабад, 502285, Сангаредди, Индия*

^{*}*e-mail: kolesnickov.a@gmail.com*

В предыдущих исследованиях поликристаллических пленок Ru/Co/Ru с квазисимметричными интерфейсами было установлено, что основной вклад в перпендикулярную магнитную анизотропию (ПМА) вносят магнитоупругие напряжения, возникающие из-за несоответствия параметров решеток Co и Ru [1]. В результате взаимной компенсации вкладов от верхней и нижней границы эффективное интерфейсное взаимодействие Дзьялошинского-Мория (иВДМ) составляет лишь $D_{eff} = -0,27$ мДж/м³. Для усиления иВДМ необходимо нарушить инверсионную симметрию на одной из границ. Поскольку буферный слой Ru необходим для индуцирования ПМА, заменялся материал покрывающего слоя. Заменяя покрывающий слой на W, мы обнаружили, что в пленках Ru/Co/W отсутствует ПМА. Поэтому было решено добавить тонкий модифицирующий слой W между Co и Ru толщиной $t_w \leq 0,4$ нм. Методом рентгеноструктурного анализа было показано, что в пленках Ru/Co/W/Ru на верхнем и нижнем интерфейсах Co взаимодиффузия атомов приводит к образованию магнитомертвых слоев [2]. Толщина магнитомертвого слоя на верхнем интерфейсе ($A_{Co/W}$) зависит от t_w , также образуется фаза Co₃W. Изменение структуры интерфейса влияет на эффективную толщину ферромагнитного слоя $t_{eff} = t_{Co} - (A_{Ru/Co} + A_{Co/W})$, а также упругие напряжения в слое Co. С увеличением t_w уменьшается энергия ПМА (см. рис. 1(а)) и коэрцитивная сила. Установлено влияние толщин слоев кобальта и вольфрама на эффективную (D_{eff}) и поверхностную (D_s) константы ВДМ (см. рис. 1(б)).

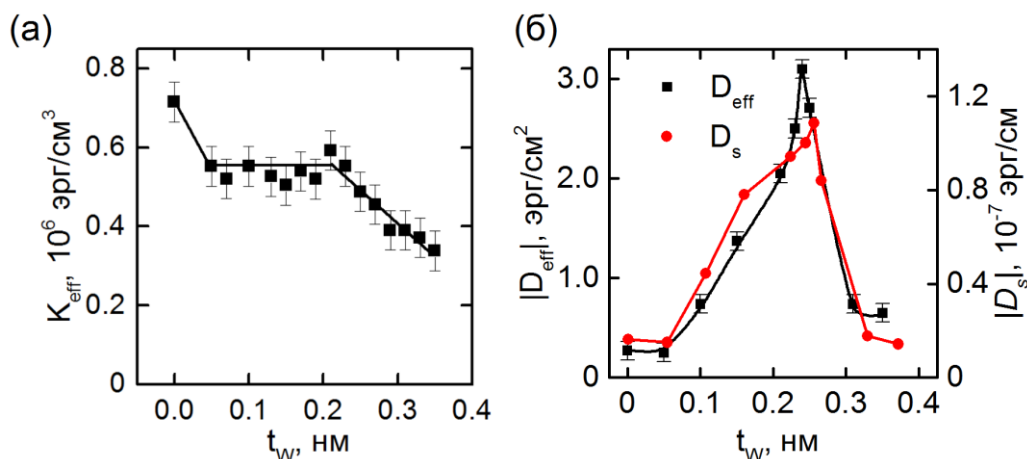


Рис. 1. Графики зависимостей (а) эффективной анизотропии K_{eff} , (б) $|D_{eff}|$ и $|D_s|$ от толщины W в пленках Ru(10 нм)/Co(1 нм)/W(t_W)/Ru(2 нм)

Изменяя толщины слоев t_{co} и t_w , мы подобрали параметры K_{eff} и D_{eff} , при которых стабилизируются гомокиральные доменные стенки [3]:

$$D_{eff} > \frac{4}{\pi} \sqrt{A \cdot K_{eff}} \quad (1)$$

Исследование магнитной структуры данных пленок позволило обнаружить стабильные цилиндрические магнитные домены (ЦМД) в отсутствие внешнего магнитного поля (см. рис. 2). Гомокиральность доменных стенок в ЦМД была подтверждена методом микромагнитного моделирования [4]. Таким образом, обнаруженные ЦМД являются скирмионами.

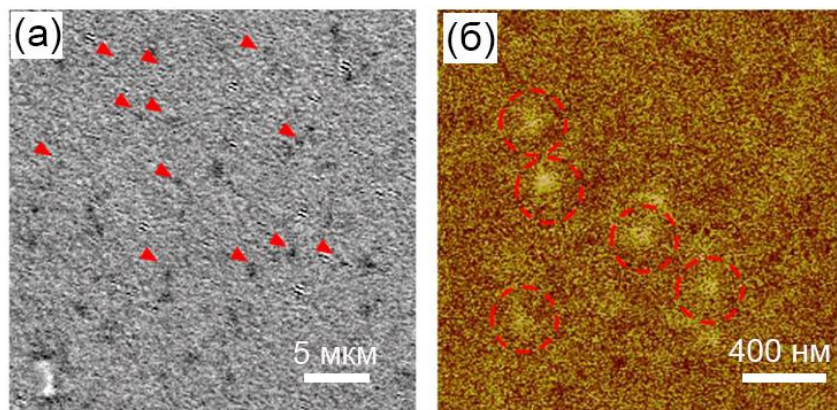


Рис. 2. ЦМД-скирмионы на изображениях (а) полярной Керровской микроскопии пленки Ru(10 нм)/Co(1,1 нм)/W(0,25 нм)/Ru(2 нм) и (б) магнитно-силовой микроскопии пленки Ru(10 нм)/Co(0,9 нм)/W(0,25 нм)/Ru(2 нм), полученные при $H=0$ Э

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-32-00867.

Ссылки на литературу

- [1] A.G. Kolesnikov, M.E. Stebliy, A.V. Ognev, A.S. Samardak, A.N. Fedorets, V.S. Plotnikov, X.F. Han, and L.A. Chebotkevich, J. Phys. D: Appl. Phys. V. 49, № 425302 (2016).
- [2] A.G. Kolesnikov, A.V. Ognev, M.E. Stebliy, L.A. Chebotkevich, A.V. Gerasimenko, and A.S. Samardak, J. Magn. Magn. Mater. V. 454, № 78 (2018).
- [3] S. Rohart and A. Thiaville, Phys. Rev. B. V. 88, № 184422 (2013).
- [4] A.S. Samardak, A.G. Kolesnikov, M.E. Stebliy, L.A. Chebotkevich, A.V. Sadovnikov, S.A. Nikitov, A. Talapatra, J. Mohanty. Applied Physics Letters. V. 112, № 192406 (2018).

**METHODS OF STUDYING CRYSTALS IN THE PROGRAM COMPLEX
OF CAMBRIDGE STRUCTURAL DATABASE SYSTEM**

Zel'bst E.A.*, Glebova O.D.

Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia

**e-mail: zelbst@rambler.ru*

**МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ В КОМПЛЕКСЕ ПРОГРАММ
CAMBRIDGE STRUCTURAL DATABASE SYSTEM**

Зельбст Э.А.*, Глебова О.Д.

Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия

**e-mail: zelbst@rambler.ru*

Свойства кристаллов изучаются в разделе ФКС - физика конденсированного состояния. Особое значение это имеет для материаловедения, поскольку кристаллофизика - одна из фундаментальных дисциплин, на которой базируется подготовка современного специалиста. Кафедра физики ПИ ИГУ располагает лицензионной версией CCDC (Cambridge Crystallographic Data Centre), распространяемой Кембриджским университетом для структурных подразделений (www.ccdc.cam.ac.uk). Представляется возможным ознакомить студентов старших курсов с комплексом программ CCDC во время проведения лабораторных работ по ФКС. Для осуществления поставленной задачи применяются рентгенограммы, полученные фото-методом в ПЛ ФМЯ ранее.

В лабораторных работах описаны фото-метод, работа с гониометром и камерой качания. По рентгенограммам дифракционной картины (камера РК ОП) рассчитываются параметры элементарной ячейки кристалла. С целью определения структуры, кристалл устанавливают на автоматический дифрактометр (рис.1). Cif – файл, полученный с автоматического дифрактометра, анализируют комплексом программ CCDC (рис.2), установленных на персональном компьютере.

Информация о каждой структуре включена в банк отдельной ссылкой, ей присвоен рефкод из шести символов, например АВАСАJ. Каждая ссылка содержит информацию: 1) библиографическая (фамилии авторов, название журнала, том, страница, год); 2) химическая (название соединения, химическая формула); 3) кристаллографическая (координаты атомов, параметры элементарной ячейки, сингония, пространственная группа, число формульных единиц, R-фактор, средняя оценка стандартных отклонений длин связей, температура съемки). К настоящему времени Кембриджский банк кристаллических структур содержит более 1,5 миллионов ссылок. Ежегодно банк пополняется новыми структурами, автор обязан заявить в банк о новой расшифрованной структуре и всех ее параметрах по электронной почте специальным файлом и получить в ответ номер этой структуры. Рефкод присваивается новой структуре после опубликования ее в печати. Кембриджский кристаллографический центр один раз в год выпускает компакт-диски с обновленной версией CCDC и распространяет его по лицензии, в которую входит ПИ ИГУ. Программное обеспечение и банк структур работают в системе Linux и Windows.

Получение дифракционной картины

Кристалл, укрепленный на гониометре, устанавливается в камере РК ОП так, чтобы он полностью «омывался» рентгеновским пучком. В ходе лабораторной работы студенты

проводят юстировку кристалла на гониометре. Количество дифракционных пятен на пленке зависит от режима рентгеновской трубки, длины волны и размеров элементарной ячейки.

Поиск информации в банке структур

Запустить программу *ConQuest*, при необходимости следует пользоваться руководством *ConQuest 1.0 User*. На экране появляется окно, затем выбрать в меню режим работы – *Build Queries*, в котором можно задать: 1) *Draw* – нарисовать необходимую часть структурной формулы для ее поиска или 2) *Author* – написать фамилию одного из авторов.

В режиме *View Results* просматривается результат поиска. Для задания вопроса поиска служат кнопки меню: **Draw, Author, Experimental, Refcode**. После того как сформированы основные вопросы, необходимо нажать кнопку **Search**, которая запускает поиск информации в соответствии с заданием.



Рис.1. Автоматический дифрактометр

Просмотр найденной информации

Рефкоды ссылок структур, найденных в процессе работы программы *ConQuest* показаны в правой части окна *View Results*: **Author/Journal; Chemical** (название соединения, формула); **Crystal** (параметры ячейки и пространственная группа); **Experimental; Diagram; 3D Visualiser; Search Overview**. 3D Visualiser позволяет вращать и перемещать молекулу, выбирать различные стили её изображения, вычислить геометрию – длины связей, валентные и торсионные углы, содержимое элементарной ячейки. Результаты поиска по всем структурам можно сохранить. Чтобы очистить экран – *Clear Measurements*.

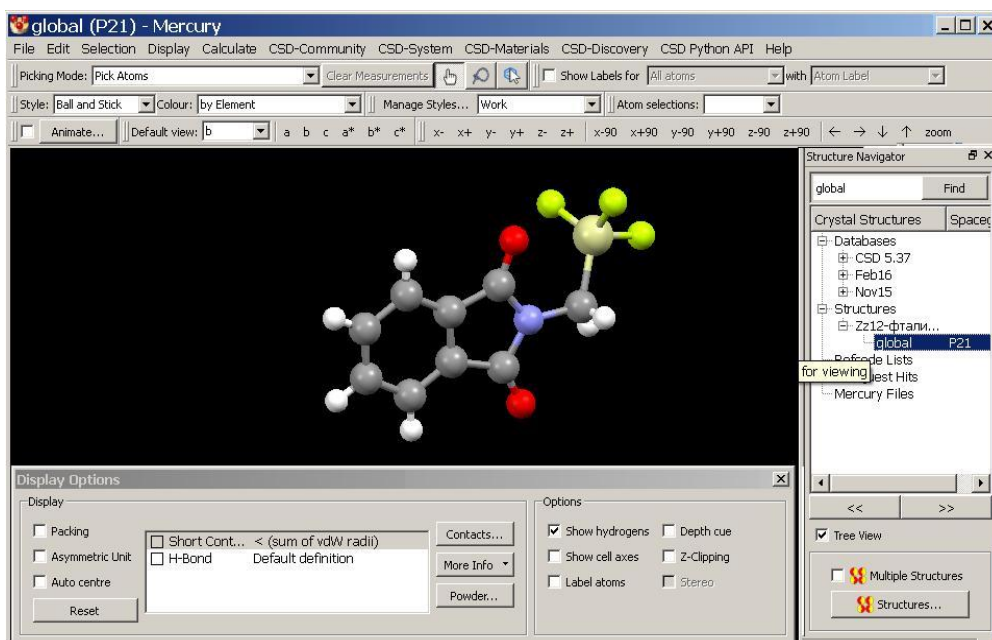


Рис.2. Mercury 3.0 of Cambridge Structural Database System

ПОВЕРХНОСТЬ ФЕРМИ И АНИЗОТРОПИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ХОЛЛА МОНОКРИСТАЛЛА РЕНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

О.К. Кувандиков, Н.С. Хамраев, У.Т. Усаров

*Самаркандский государственный университет, Самарканд 140104, Университетский
бульвар 15,
e-mail: quvandikov@rambler.ru*

Исследование температурной зависимости коэффициента Холла монокристаллических металлов в зависимости от направления приложенного магнитного поля относительно гексагональной оси симметрии может дать ценные информации о топологии поверхности Ферми изучаемого металла и об изменениях последнего под действием температуры.

В данной работе исследована температурная зависимость коэффициента Холла в двух образцах монокристаллического рения в интервале температур 77-1000 К. Измерения температурной зависимости коэффициента Холла проводились методом переменного тока и переменного магнитного поля разных частот. Частота тока и магнитного поля составляли 50 Гц и 72 Гц соответственно. Для исследования использовали монокристаллический слиток рения, чистота и совершенства которого характеризовались отношением электросопротивлений $RRR=20000$. Образцы изготовлялись в виде пластинок таким образом, что в первом из них гексагональная ось симметрии была направлена перпендикулярна к плоскости пластинки а во втором параллельна. Таким образом в первом образце внешнее магнитное поле параллельно к оси симметрии кристалла и соответствующего коэффициента Холла обозначаем как R_{\parallel} , во втором образце магнитное поле перпендикулярно к оси симметрии и для этого образца коэффициента Холла обозначаем как R_{\perp} . Результаты наших измерений приведены на рис.1. вместе с данными [1]. Рений в твердом состоянии имеет гексагональную кристаллическую структуру, температура Дебая 430 К. В работе [1] изучалось анизотропия коэффициента Холла в монокристаллах рения с чистотой, соответствующей отношению $\rho_{293}/\rho_{4,2}=5270-3800$ в интервале температур 4,2 – 273 К. По данным этой работы обе компоненты R_{\perp} и R_{\parallel} , положительны и имеют заметное различие, но качественно одинаковую температурную зависимость. При температурах 25-80 К значения R_{\perp} и R_{\parallel} резко увеличиваются, а выше 100 К слабое уменьшение. В работе [2] изучался коэффициент Холла поликристаллического рения при температурах 77-350 К.

Как видно из рисунка коэффициенты Холла R_{\parallel} и R_{\perp} во всем изученном нами интервале температур (77-1000 К) имеют положительный знак и их значение при комнатной температуре составляют соответственно $R_{\parallel} = 23,4 \times 10^{-11} \text{ М}^3/\text{Кл}$ и $R_{\perp} = 29,5 \times 10^{-11} \text{ М}^3/\text{Кл}$. В области перекрытия температур наши данные качественно согласуются с данными [1]. С увеличением температуры до 1000 К коэффициенты Холла R_{\parallel} и R_{\perp} уменьшаются сложным образом и анизотропия коэффициента Холла тоже уменьшается. Отметим, что выше 273 К температурная зависимость анизотропии коэффициента Холла получена впервые нами.

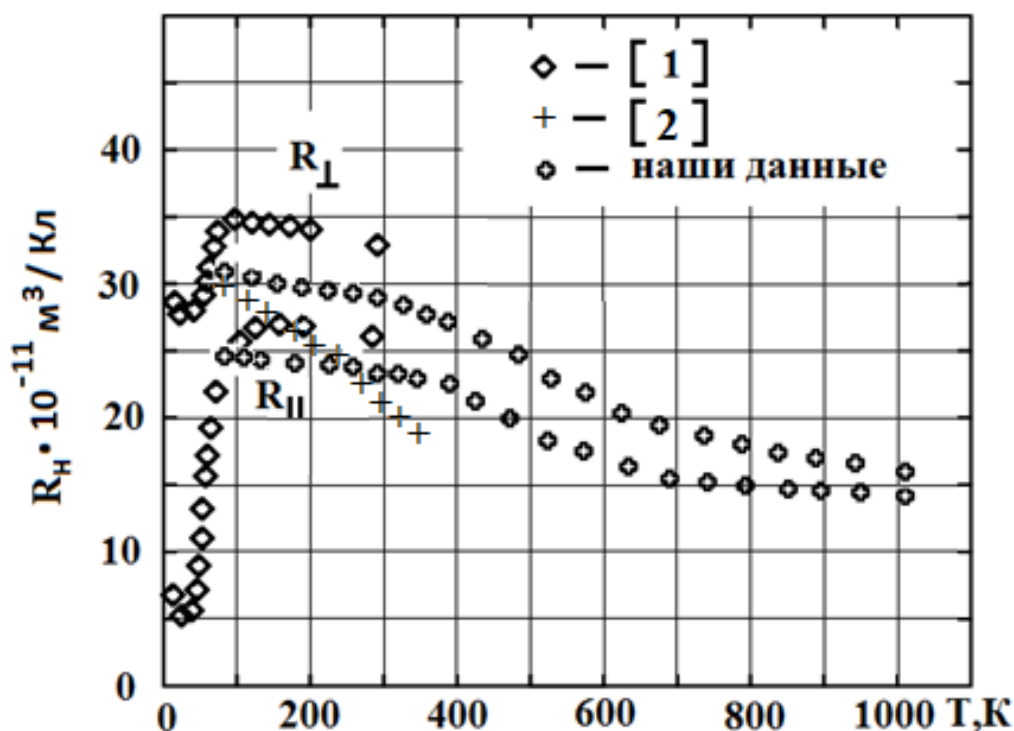


Рис.1. Температурная зависимость коэффициентов Холла $R_{||}$ и R_{\perp} монокристаллического рения.

Рений в твердом состоянии имеет гексагональную кристаллическую структуру. По данным Маттхейса [3] поверхность Ферми рения состоит из замкнутых дырочных поверхностей в 5, 6 и 7-й зонах и замкнутой электронной поверхности в 9-й зоне. Электронная поверхность Ферми в 8-й зоне в модели Маттхейса по форме подобна цилиндру, параллельному оси [0001]. Положительный знак коэффициентов Холла рения $R_{||}$ и R_{\perp} можно связать с преобладающим вкладом дырочных листов поверхности Ферми по сравнению с электронными листами. С увеличением температуры сечение электронных и дырочных листов изменяются не пропорционально, что отразится в уменьшении в значениях $R_{||}$ и R_{\perp} а также анизотропии коэффициента Холла монокристалла рения.

Ссылки на литературу

1. Волькенштейн Н.В., Дякина В.П. и др. Влияние анизотропии межлистного рассеяния электронов и анизотропии поверхности Ферми на гальваномагнитные свойства рения. ФТТ, 1981, т.7, № 9, 1147-1155.
2. Волков Д.И., Козлова Т.М., Прудников В.Н., Козис Е.И. Температурная зависимость эффекта Холла и парамагнитной восприимчивости циркония и рения. ЖЭТФ. 1968. Т. 55. № 6. С. 2103-2107.
3. А.Крэкнелл, К.Уонг. Поверхность Ферми. Москва, Атомиздат, 1978.

OBTAIN OF MAGNETIC FLUID BASED ON NANOSIZE $3d$ – METALLПОЛУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ НАНОРАЗМЕРНОГО
 $3d$ – МЕТАЛЛА

Кувандиков О.К¹, Эшбуриев Р.М¹, Каюмов Х.А^{1*}, Эшмирзаева М.А²,
Маматкулов Ш.Б¹

¹Самаркандский государственный университет, г.Самарканд, Узбекистан

²Кашкадарьинский инженерноэкономический институт, г.Карши, Узбекистан

*e-mail: qayumov.xafiz@mail.ru

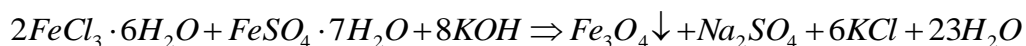
В последние годы в результате развития нанотехнологии были синтезированы новые типы магнитных материалов. Среди этих магнитных материалов, важную роль играют магнитные жидкости. Магнитная жидкость – стабилизированная коллоидная система, состоящая из дисперсной среды (жидкость-носитель) и дисперсной фазы (твердые частицы магнетита во взвешенном состоянии) [1].

Технологический процесс получения магнитной жидкости можно разделить на две основных этапов. Первый этап состоит в получении наноразмерных магнитных частиц. На второй этапе процесса на эти частицы наносят слой поверхностного активного вещества (ПАВ), предотвращая образование агрегатов, и диспергируют стабилизированные частицы в жидкой основе [2].

$3d$ -металлы (Ni, Co, Fe и др.) могут быть использованы как наноразмерных магнитных частиц. Метод химической конденсации для синтеза $3d$ -металлов является одним из эффективных методов. Ниже описана процедура синтеза $3d$ -металлов с использованием этого метода.

Синтез наноразмерного Fe_3O_4 :

Суть метода химической конденсации высокодисперсного магнетита, предложенного в 1938 году В.С.Элмором лежит в быстрой нейтрализации при постоянном перемешивании смеси растворов солей двух- и трех- валентного железа в соотношении $Fe^{3+} / Fe^{2+} = 2/1$ для того чтобы получить магнетит следующего состава: 31 % FeO – вюстит и 69 % $\gamma - Fe_2O_3$ – магемит. В основе метода Элмора лежит следующая реакция:



В результате этих реакций образуется осадок наноразмерного магнетита [3].

Синтез наноразмерного Ni :

Водорастворимые реагенты $NiCl_2 \cdot 6H_2O$ и $N_2H_4 \cdot H_2O$ использовались для синтеза наночастиц никеля.



Как видно из вышеприведенной реакции, когда гидразин гидрат реагирует с ионами никеля, выделяется газообразный азот вместе с образованием наночастиц никеля

Синтез наноразмерного $CoFe_2O_4$:

Использовали водорастворимые соли $FeCl_3 \cdot 6H_2O$ и $Co(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ (мольная доля $Fe^{3+} / Co^{2+} = 2:1$) для синтеза наночастиц $CoFe_2O_4$.



В результате этих реакций образуется осадок наноразмерного CoFe_2O_4 .

Для преодоления влияния магнитных частиц Ван-дер-Вальса или магнитных сил, используется поверхностное-активное вещество (ПАВ). Обычно молекулы ПАВ имеют полярную “головку” и неполярный “хвост” (или наоборот). Один из концов адсорбируется к частице, а другой прикрепляется к молекулам жидкости-носителя, образуя, соответственно, обычную или обратную мицеллу вокруг частицы [4]. Одним из наиболее распространённых ПАВ является олеиновая кислота $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_7\text{CH}=\text{CH}(\text{CH}_2)_7\text{COOH}$.

В неполярных дисперсионных средах (масло, керосин, додекан, октан и т. д.) гибкие неполярные концы ПАВ, сродственные жидкости-носителю, направлены от частицы к жидкости (рис. 1.а). Устойчивость диспергированных частиц в полярной жидкости, напр. в воде, обусловлена характерным расположением двух слоев ПАВ: сродственные полярной жидкости-носителю полярные “головки” второго слоя ПАВ направлены от частицы к жидкости (рис. 1.б).

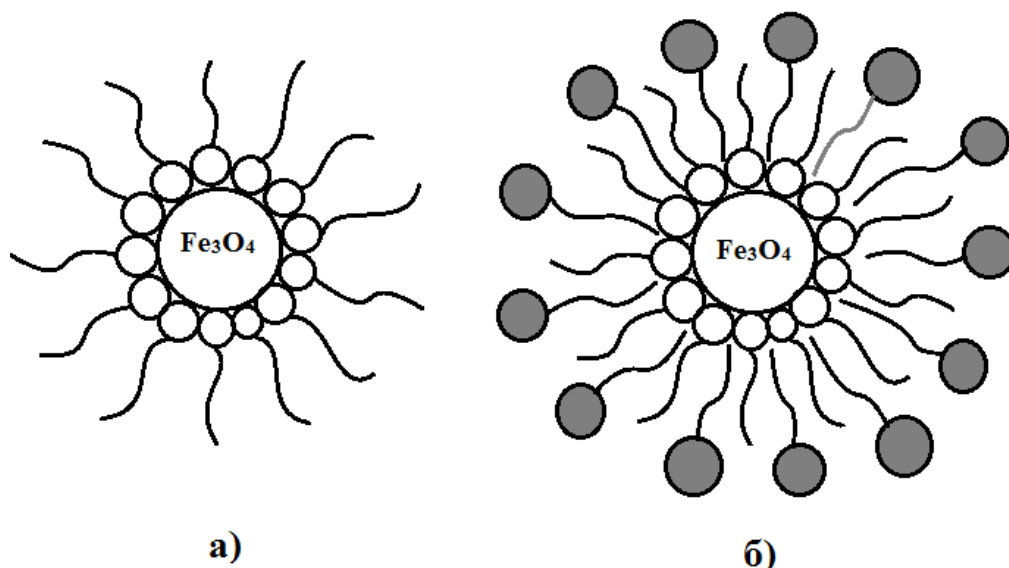


Рис. 1. а - магнитная частица в неполярной жидкости с адсорбированным на ней слоем ПАВ - олеиновой кислоты; б - магнитная частица в полярной жидкости (в воде), окружённая слоями олеиновой кислоты и олеата натрия, растворимого в воде.

Ссылки на литературу.

1. Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю. Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства .Успехи химии.– 2005.– Т. 74, № 4. – С. 239–255.
2. Л.А.Булавін, М.В.Авдеев, О.О.Ключников, А.В.Нагорний, В.І.Петренко. Нейтронографія магнітних рідинних систем. Монографія. Чорнобиль 2015 . – С. 11-12.
3. С.Такетоми, С.Тикадзуми. Магнитные жидкости. Москва–Мир, 1993. – С.116-117.
4. Нгуен Ань Тьен, И. Я. Миттова, М. В. Кнурова, В. О. Миттова , С. И. Алферова. Синтез нанокристаллов CoFe_2O_4 золь-гель методом с использованием пав. Вестник ВГУ, серия: химия. биология. фармация, 2015, № 1

INVESTIGATION OF THE IRON OXIDE POWDER MAGNETIC PROPERTIES RECEIVED BY PLASMODYNAMIC METHOD

Sivkov A.A.¹, Shanenkov I.I.¹, Ivashutenko A.S.¹, Zhuravlev V.A.², Gukov M.I.^{1*}

¹ Tomsk Polytechnic University, 634050, Tomsk, Russia

² Tomsk State University, 634050, Tomsk, Russia

*e-mail: 1q1@t-sk.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПОРОШКА ОКСИДА ЖЕЛЕЗА, ПОЛУЧЕННОГО ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИМ СПОСОБОМ

Сивков А.А.¹, Шаненков И.И.¹, Ивашутенко А.С.¹, Журавлев В.А.², Гукон М.И.^{1*}

¹ Томский политехнический университет, 634050, Томск, Россия

² Томский государственный университет, 634050, Томск, Россия

*e-mail: 1q1@t-sk.ru

Синтез магнитных материалов с улучшенными характеристиками является актуальной задачей. В последнее время особый научный интерес вызывают магнитные материалы содержащие редкую эpsilon фазу оксида железа ($\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$), что обусловлено её уникальными свойствами и имеющая перспективы применения в качестве материалов для магнитной записи информации, радиопоглощающих материалов и покрытий, медицинских препаратов и многого другого [1].

В данной работе представлены исследования магнитных свойств порошков оксида железа, полученных плазмодинамическим методом [2]. Преимуществами данного метода являются одностадийность технологического процесса, малое время протекания реакции (менее 1мс), низкие энергозатраты. Кроме этого высокая скорость кристаллизации (более 10^5 К/с) обеспечивает синтез порошков оксида железа в наноразмерном виде.

В данной работе плазмодинамический синтез проводился при двух различных энергетических параметрах системы: 1) зарядное напряжение $U_{\text{зар}} = 2,5$ кВ и емкость накопителя энергии $C_{\text{зар}} = 28,8$ мФ 2) $U_{\text{зар}} = 3$ кВ, $C_{\text{зар}} = 14,4$ мФ.

Синтезированные порошкообразные продукты были исследованы методами рентгеновской дифрактометрии (табл. 1.) и сканирующей электронной микроскопии (рис.1).

Таблица 1 – Результаты количественного анализа синтезированных порошков

№ образца	$\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$, % $\Delta d/d$, нм	$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, % $\Delta d/d$, нм	Fe_3O_4 , % $\Delta d/d$, нм
1	23,1	12,2	64,7
	31,62	28,55	54,69
2	30,7	22,1	47,2
	29,16	72,05	47,26

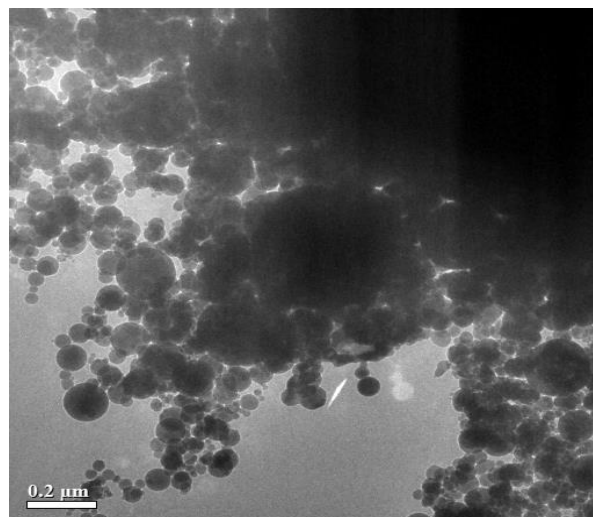


Рисунок 1 – Микроснимок продукта синтеза
Согласно данным табл. 1 и рис.1 материал порошка является многофазным и содержит в своем составе частицы с достаточно широким распределением. В

продукте присутствуют они либо в виде агломератов, состоящих из отдельных кристаллитов с трудно различимыми размерами в нескольких нм, либо в виде сферических объектов с размерами до сотен мкм.

Для исследования магнитных параметров синтезированных материалов применен метод ферромагнитного резонанса, который позволяет оценить величину поля анизотропии (H_a) и магнитомеханическое отношение $\gamma = \frac{ge}{2mc}$ (g – эффективный g-фактор материала, e – заряд электрона, m – масса электрона, c – скорость света).

Исследование спектров ферромагнитного резонанса синтезируемых материалов производилось в диапазоне частот 37 – 53 ГГц с использованием стандартной волноводной методики на «проход» [3]. Для проведения исследования порошок был помещен в тонкостенные кварцевые трубки с внутренним диаметром 0,7 мм и длиной 10 мм, которые затем размещались в прямоугольном волноводе так, что переменное магнитное поле было направленно вдоль оси образца. При анализе серии полученных резонансных кривых для синтезированных порошков было установлено наличие пиков поглощения характерных для частиц фазы магнетита. Резонансные кривые образцов на частоте 47 ГГц приведены на рисунке 2.

Таблица 2 – Расчетные значения поля анизотропии и гиромагнитного соотношения для синтезированных порошков

№ образца	H_a , кЭ	$\gamma/2\pi$, ГГц/кЭ
1	1,42	2,49
2	4,35	2,14

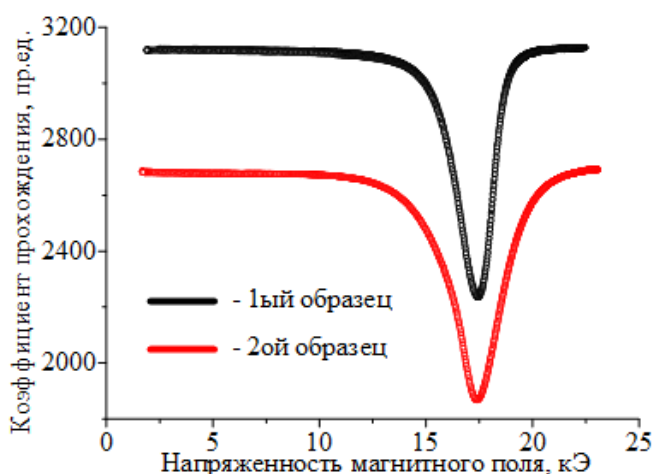


Рисунок 2 – Графики спектров ферромагнитного резонанса при частоте 47 ГГц порошков, синтезированных в первом и втором экспериментах

Значения полей анизотропии (H_a) и магнитомеханических отношений ($\gamma/2\pi$) полученных порошков определялись из исследования частотных зависимостей резонансных полей по методике, описанной в [3] по выражению:

$$f = (\gamma/2\pi)(H_r + H_a),$$

здесь f – частота измерений, H_r – значение резонансного поля.

Согласно результатам проведенных исследований, можно сделать вывод, что плазмодинамический метод синтеза позволяет получать многофазный порошкообразный продукт с различным процентным содержанием фаз в зависимости от энергетических параметров системы. Кроме того, было установлено, что значение поля анизотропии H_a образца с большим процентным содержанием анизотропных фаз несколько выше, чем у образца с меньшим содержанием, а для значений магнитомеханических отношений наоборот.

Работа выполнена при финансовой поддержке российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-53-53038)

Ссылки на литературу.

[1] S. Sakurai, J. I. Shimoyama, K. Hashimoto and S. I. Ohkoshi, Chemical Physics Letters. V. 458, P. 333-336 (2008).
 [2] А.А. Сивков, А.С. Сайгаш, Ю.Л. Колганова Пат. 137443 РФ. МПК7 Н05Н 11/00. Коаксиальный магнитоплазменный ускоритель /. Заявлено 24.09.2013; Опубл. 10.02.2014, Бюл. № 4. – 6с.
 [3] V. A. Zhuravlev, R. V. Minin, V. I. Itin and I. Y. Lilenko, Journal of Alloys and Compounds. V. 692, P. 705-712 (2017).

THE INFLUENCE OF GLASS COVER ON THE MAGNETIC FIELD DEPENDENCES OF THE IMPEDANCE OF AMORPHOUS SOFT MAGNETIC MICROWIRES

Nemirova V.A.^{1*}, Semirov A.V., Moiseev A.A., Kudryavtsev V.O., Vasuhno N.V.

Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia

**e-mail: nemirovarvara@mail.ru*

ВЛИЯНИЕ СТЕКЛЯННОЙ ОБОЛОЧКИ НА МАГНИТОПОЛЕВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ИМПЕДАНСА АМОРФНОГО МАГНИТОМЯГКОГО МИКРОПРОВОДА

Немирова В.А.^{1*}, Семиров А.В., Моисеев А.А., Кудрявцев В.О., Васюхно Н.В.

Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия

**e-mail:nemirovarvara@mail.ru*

Исследования проведены на микропроводах с составом металлической жилы $\text{Fe}_{5.2}\text{Co}_{69.1}\text{Ni}_1\text{B}_{14.8}\text{Si}_{9.9}$, полученных методом Улитовского-Тейлора. Микропровода имели малую отрицательную константу магнитострикции, величиной $|\lambda_s| \sim 10^{-7}$. Диаметр магнитомягкой металлической жилы составлял 17 мкм. Толщина стеклянной оболочки микропровода составляла 3,5 мкм.

Зависимости импеданса от напряженности внешнего магнитного поля имеют характерный максимум. Однако, на возрастающем участке $Z(H)$ наблюдается перегиб (рис.1а). При сравнении оболочки на магнитолевой зависимости импеданса регистрируется один максимум (рис.1б). Наблюдаемое явление может быть связано с дефектностью стеклянной оболочки.

Принимая во внимание магнитоупругую природу анизотропии в микропроводах наличие в стеклянной оболочке трещин, сколов, пор и т.д. должно приводить к формированию в микропроводе областей с отличающимися параметрами анизотропии.

Для обоснования высказанного предположения выполнен расчет магнитолевых зависимостей эффективной циркулярной магнитной проницаемости микропроводов $\mu_\phi^{\text{eff}}(H)$ с использованием модели однородного вращения намагниченности. Ранее [1] аналогичный алгоритм использован для расчета магнитолевых зависимостей циркулярной магнитной проницаемости проводов под действием постоянного подмагничивающего тока.

Учет в расчете магнитолевых зависимостей циркулярной магнитной проницаемости двух магнитных фаз, формирующихся в прилегающем к стеклу слое проводника, позволяет получить зависимости $\mu_\phi^{\text{eff}}(H)$ хорошо согласующихся с экспериментальными зависимостями $Z(H)$ микропровода в стеклянной оболочке. С физической точки зрения каждой вводимой магнитной фазе соответствует область образца с отличающимся значением константы магнитной анизотропии.

Эффективная магнитная проницаемость в случае двухфазной системы (фаза *A*, фаза *B*) определяется как парциальная сумма магнитных проницаемостей каждой фазы:

Относительная циркулярная магнитная проницаемость фаз определялась из модели однородного вращения намагниченности:

$$\mu_{\phi}^{eff} = \frac{V_A}{V} \mu_{\phi A} + \frac{V_B}{V} \mu_{\phi B} \quad (1)$$

$$\mu_{\phi} = 1 + \frac{4\mu_0 M_s^2 \sin^3(\alpha + \theta)}{2K(3\sin(\alpha - \theta) + \sin(\alpha + 3\theta)) + 4\mu_0 H M_s} \quad (2)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, M_s – намагниченность насыщения, α – угол отклонения линии легкого намагничивания ЛЛН от циркулярного направления, θ – угол отклонения намагниченности от ЛЛН, K – константа магнитной анизотропии, H – внешнее магнитное поле, приложенное вдоль оси микропровода.

Соотношение объемов фаз и угол отклонения ЛЛН от циркулярного направления являются варьируемыми параметрами. В качестве иллюстрации, на рисунке 1в представлена расчетная магнитополевая зависимость приведенных значений эффективной магнитной проницаемости, которая качественно соответствует магнитополевой зависимости импеданса образца в стеклянной оболочке.

Таким образом, наличие перегиба на магнитополевых зависимостях импеданса магнитомягкого микропровода в стеклянной оболочке может быть связано с присутствием в проводе как минимум двух магнитных фаз вблизи границы металл-стекло с отличающимися значениями константы магнитной анизотропии, обусловленных дефектами в стеклянной оболочке.

Работа выполнена по заданию Минобрнауки

России на выполнение научно-исследовательских работ, проект 3.1941.2017/4.6

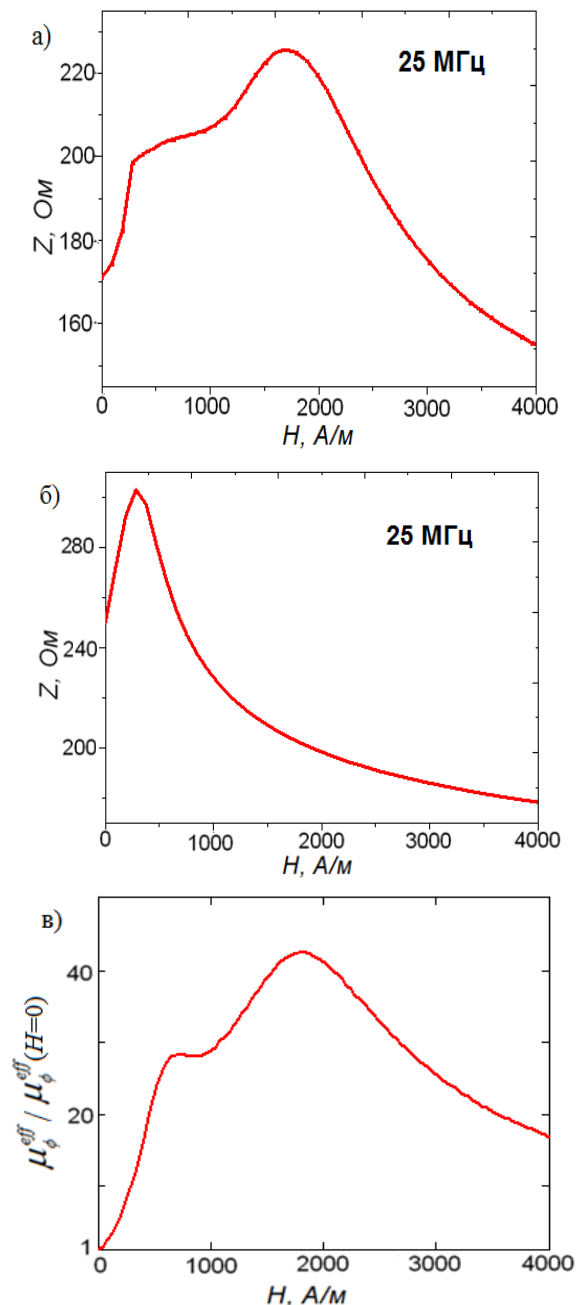


Рис. 1. Магнитополевые зависимости: импеданса образцов в стеклянной оболочке (а); без оболочки (б); приведенных значений расчетной эффективной циркулярной магнитной проницаемости при относительных объемах магнитных фаз: $V_A/V=15\%$ (фаза *A* с $K = 100 \text{ Дж/м}^3$), $V_B/V=85\%$ (фаза *B* с $K = 300 \text{ Дж/м}^3$) и угле отклонения ЛЛН от циркулярного направления $\alpha = 9^\circ$ (в).

[1] А.В. Семиров, А.А. Моисеев, Д.А. Букреев, Н.П. Ковалева, Н.В. Васюхно, В.А. Немирова, Асимметричный магнитоимпеданс магнитомягкого провода / ФММ, том 118, № 6, с. 565–570 (2017).

POSTER SESSION

PA. MAGNETIC MATERIALS FOR RECORDING

MAGNETIC COATINGS (Co_{1-x}Ni_x)-C, MANUFACTURED BY RECONFIGURATION OF METAL SALTS BY ARABINOGALACTANE

L.A. Chekanova¹, E.A. Denisova^{1,2}, R.S. Iskhakov¹, E.V. Cheremiskina^{1,2}, A.A. Matsynin¹, R.N. Yaroslavtsev^{1,2}, S.V. Stolyar^{1,2}.

МАГНИТНЫЕ ПОКРЫТИЯ (Co_{1-x}Ni_x)-C, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СОЛЕЙ МЕТАЛЛОВ С ПОМОЩЬЮ АРАБИНОГАЛАКТАНА

Л.А.Чеканова¹, Е.А.Денисова^{1,2}, Р.С. Исхаков¹,

Е.В.Черемискина^{1,2}, А.А. Мацынин¹, Р.Н. Ярославцев^{1,2}, С.В.Столяр^{1,2}

¹Институт физики им. Куренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия

²Сибирский Федеральный Университет, 660041, Красноярск, Россия

e-mail: elenacheremiskina@yandex.ru

В работе исследуются магнитные металлические покрытия (Co_{1-x}Ni_x)-C, полученные методом химического восстановления из водных растворов солей металлов. В качестве восстанавливающего агента использовался природный полисахарид арабиногалактан [1].

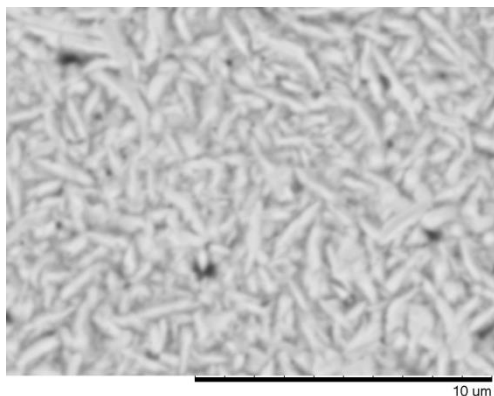


Рис.1. СЭМ изображение покрытия (Co₈₀Ni₂₀)-C

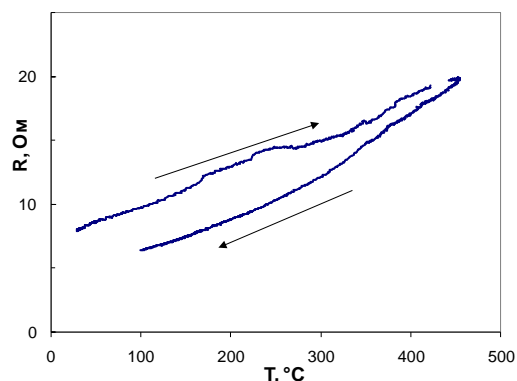


Рис.2. Температурная зависимость сопротивления

Покрытия содержат в своем составе до ~ 50ат.% углерода. На рисунке 1 представлено изображение микроструктуры покрытия, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. На рисунке 2 представлен прямой и обратный ход зависимости сопротивления от температуры для покрытия состава (Co₈₀Ni₂₀)₅₀C₅₀, свидетельствующее о протекании превращений при нагревании. Кривые ферромагнитного резонанса ФМР и кривые намагничивания (M(H)) записывались при комнатной температуре при параллельной и перпендикулярной ориентации поля к плоскости покрытия. Кривая намагничивания обрабатывалась, с использованием закона приближение намагниченности насыщения [2].

Работа поддержана Специальной программой Министерства Образования и Науки РФ для Сибирского Федерального Университета. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научных проектов № 17-43-240527 и № 18-43-243003.

[1]. Александрова Г.П., Грищенко Л.А. и др. / Физическая мезомеханика, 7 Спец. выпуск (2004) 139-142.

[2]. Iskhakov, R.S., Ignatchenko, V.A., Komogortsev, S.V. & Balaev, A.D. 2003, "Study of magnetic correlations in nanostructured ferromagnets by correlation magnetometry", JETP Letters, vol. 78, no. 10, pp. 646-650.

CHANGE OF THE ELECTRONIC STRUCTURE OF Pu(Co,Ni)Ga₅ COMPOUNDS UNDER PRESSURE

Lukoyanov A.V.^{1,2*}

¹*M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, 620108, Ekaterinburg, Russia*

²*Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia*

**e-mail: lukoyanov@imp.uran.ru*

ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ СОЕДИНЕНИЙ Pu(Co,Ni)Ga₅ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Лукоянов А.В.^{1,2*}

¹*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, 620108, Екатеринбург, Россия*

²*Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия*

**e-mail: lukoyanov@imp.uran.ru*

Соединение PuCoGa₅, базовое соединение серии Pu115, является сверхпроводником с высокой для f-соединений температурой сверхпроводящего перехода 18.5 К [1]. Это значение превосходит критические температуры изоструктурных аналогов CeMIn₅ (M = Co, Rh, Ir). Предполагается, что необычные физические свойства PuCoGa₅ в значительной степени определяются его электронной структурой. Ранее нами для соединений серии Pu115 изучена электронная структура, предложен метод оценки оптимального уровня электронного легирования, приводящего к появлению сверхпроводящего состояния [2]. Для соединений данной серии, особенности электронной структуры связаны с наличием сильных кулоновских корреляций, сравнимых по величине с шириной 5f-зоны. Кроме того, спин-орбитальное взаимодействие (COB) имеет величину порядка обменного взаимодействия, в следствие чего магнитное состояние определяется конкуренцией этих двух взаимодействий [3]. Для учета всех перечисленных типов взаимодействий применялся метод LDA+U+SO, в котором одновременно учитываются кулоновское взаимодействие и COB [3]. В данной работе представлены результаты исследования электронной структуры и магнитного состояния соединений PuCoGa₅ и PuNiGa₅ под давлением в модели всестороннего сжатия ячейки в рамках LDA+U+SO. Эффективный момент ионов Pu в PuCoGa₅, вычисленный из закона Кюри-Вейсса, можно оценить, исходя из промежуточного типа связи как ~0.5 мв. В расчетах момент для PuCoGa₅ изменяется незначительно при приложении давления, а в PuNiGa₅ значительно уменьшается. Проведен анализ матрицы заселенности 5f-оболочки Pu в обеих системах, оценена электронная конфигурация, промежуточный тип связи.

Работа выполнена в рамках проекта УрО 18-10-2-6.

[1] J.L. Sarrao, L.A. Morales, J.D. Thompson, B.L. Scott, G.R. Stewart, F. Wastin, J. Rebizant, P. Boulet, E. Colineau, and G.H. Lander, Nature V.420, P. 297-299 (2002).

[2] А.В. Лукоянов, А.О. Шориков, М.А. Коротин, В.И. Анисимов, Письма в ЖЭТФ Т.101, В.6, С. 437-441 (2015).

[3] А.О. Shorikov, A.V. Lukoyanov, M.A. Korotin, and V.I. Anisimov, Phys. Rev. B V.72, P. 02445801-024458118 (2005).

MULTIMODE OSCILLATIONS OF MAGNETIZATION IN SOFT/HARD FILMS**Orlov V.A.^{1,2*}, Patrin G.S.^{1,2}**¹ *Siberian Federal University, 660041 Krasnoyarsk, Russia*² *Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences, 660036 Krasnoyarsk, Russia***e-mail: orlhome@rambler.ru***МНОГОМОДОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В SOFT/HARD ПЛЕНКАХ****Орлов В.А.^{1,2*}, Патрин Г.С.^{1,2}**¹ *Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*² *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия***e-mail: orlhome@rambler.ru*

Многослойные пленки, состоящие из чередующихся магнитомягких и магнито жестких слоев, вызывают большой интерес из-за своих уникальных магниторезонансных, магниторезистивных и прочих свойств. При перемагничивании таких структур полем, приложенным в плоскости пленки, в магнитомягком слое возможна реализация распределения намагниченности в виде пружины [1-3]. Ферромагнитное взаимодействие между соседними слоями стремится выстроить магнитные моменты параллельно. Наличие даже слабого антиферромагнитного взаимодействия между магнито жесткими слоями через мягкий может привести к следующему эффекту. При включении поля, противоположного намагниченности, в первую очередь вращается намагниченность магнитомягких слоев. Намагниченность жесткого слоя, находящегося между двумя мягкими с противоположными разворотами оказывается во фрустрированном состоянии. При дальнейшем увеличении поля образование как однородной намагниченности в мягком слое, так и с пружинкой в ближайшем мягком слое. Таким образом, образец следует рассматривать как трехфазную систему: 1) однородная магнитомягкая, 2) однородная магнито жесткая и 3) неоднородная магнитомягкая. Поэтому следует ожидать три резонансные моды.

Заметим, что трехфазность наблюдалась не только в пленках с большим количеством слоев, но и в двухслойных системах soft/hard. Например, в [4] исследован резонанс в двухслойной обменно связанной системе слоев жесткий/мягкий. В образце с тонким слоем (10 нм) обнаружены два резонансных пика, что соответствует двум модам. В образце с толстым слоем железа (20 нм) обнаружен третий пик, который авторы интерпретировали как "поверхностную" моду в железе. Мы считаем, что при значительной толщине железного слоя в нем кроме неоднородной фазы значительную долю может составлять однородный участок. Можно предположить, что наличие участка с однородной намагниченностью дает третью моду.

Для количественных оценок рассмотрена следующая задача о собственным модах системы. В модели три слоя (мягкий-однородный/жесткий/мягкий-неоднородный) могут рассматриваться как элемент многослойной системы. При учете взаимодействия между соседними слоями и через один слой (дальнодействующий обмен) энергия магнетика может быть записана в виде:

$$W = -J_1 \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2 - J_1 \mathbf{m}_2 \mathbf{m}_3 - J_2 \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_3 - M_{S1} V_1 \mathbf{m}_1 \mathbf{H} - M_{S2} V_2 \mathbf{m}_2 \mathbf{H}' - M_{S3} V_3 \mathbf{m}_3 \mathbf{H} + \frac{1}{2} 4\pi M_{S1}^2 V_1 (\mathbf{m}_1 \mathbf{z})^2 + \frac{1}{2} 4\pi M_{S2}^2 V_2 (\mathbf{m}_2 \mathbf{z})^2 + \frac{1}{2} 4\pi M_{S3}^2 V_3 (\mathbf{m}_3 \mathbf{z})^2. \quad (1)$$

Здесь J_1 и J_2 - константы обмена между соседними слоями и через слой соответственно, \mathbf{m} - единичные вектора намагниченности слоев. Индексы: 1 – намагниченность однородной мягкой фазы, 2 – намагниченность неоднородной мягкой фазы (для неоднородной фазы под этим вектором будем понимать некоторое усредненное направление намагниченности), 3 – намагниченность жесткой фазы, M_S - намагниченность насыщения, V - объем слоев, ось \mathbf{z} направлена перпендикулярно поверхности пленки, \mathbf{H} - напряженность внешнего магнитного поля, $\mathbf{H}' = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a$ - сумма внешнего поля и поля неоднородного обмена для второго участка. Таким образом, третье, четвертое и пятое слагаемые в (1) описывают энергию Зеемана, последние три слагаемых – энергия поверхностной анизотропии, обеспеченная размагничивающими факторами.

Матрица, построенная на коэффициентах при неизвестных проекциях намагниченности, легко сводится к размеру 3x3 [5]. После приравнивания определителя этой матрицы к нулю получаем кубическое уравнение на квадрат резонансных частот. Характерные графики зависимости полученных частот от поля приведены на рисунке 1.

В длинноволновом пределе три взаимодействующих слоя обеспечивают существование трех мод, которые и фиксируются в эксперименте. При увеличении количества пар в системе или толщин слоев вероятность реализации неоднородного состояния увеличивается. Это может являться объяснением проявления трехмодового состояния именно в многослойных пленках. Предположение о существовании двух магнитных состояний (с однородным и неоднородным участками намагниченности) магнитомягких слоев позволяет объяснить существование трех резонансных пиков не только в многослойных пленках, но и в одной паре слоев Soft/Hard при условии, что толщина мягкого слоя превышает ширину доменной стенки.

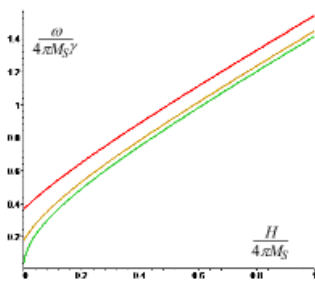


Рис. 1.: Зависимости частот мод от внешнего поля. Соотношения между константами следующие: $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3$, $M_{S1} = M_{S2} = M_{S3}$, $J_2 = -0.1J_1$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00161.

[1] M. Grimsditch, R. Camley, E. E. Fullerton, S. Jiang, S. D. Bader, and C. H. Sowers, Journ. of Appl. Phys. V.85, P. 5901 (1999).
 [2] A. Bill, H.B. Braun, JMMM V.272–276 P.1266–1267 (2004).
 [3] G. S. Patrin, Ya. Shiyani, K. G. Patrin, G. Yu. Yurkin, J. Low Temp. Phys. V.182, P. 73–81 (2016).
 [4] F. Yıldız, O. Yalcin, M. Ozdemir, B. Aktas, Y. Koseoglu, J.S. Jiang, JMMM V.272–276, P. e1941–e1942 (2004).
 [5] Ferromagnetic Resonance – Theory and Applications, Edited by Orhan Yalçın, First published July, Printed in Croatia (2013).

MULTIMODE OSCILLATIONS OF MAGNETIZATION IN SOFT/HARD FILMS**Orlov V.A.^{1,2*}, Patrin G.S.^{1,2}**¹ *Siberian Federal University, 660041 Krasnoyarsk, Russia*² *Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences, 660036 Krasnoyarsk, Russia***e-mail: orlhome@rambler.ru***МНОГОМОДОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В SOFT/HARD ПЛЕНКАХ****Орлов В.А.^{1,2*}, Патрин Г.С.^{1,2}**¹ *Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*² *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия***e-mail: orlhome@rambler.ru*

Многослойные пленки, состоящие из чередующихся магнитомягких и магнито жестких слоев, вызывают большой интерес из-за своих уникальных магниторезонансных, магниторезистивных и прочих свойств. При перемагничивании таких структур полем, приложенным в плоскости пленки, в магнитомягком слое возможна реализация распределения намагниченности в виде пружины [1-3]. Ферромагнитное взаимодействие между соседними слоями стремится выстроить магнитные моменты параллельно. Наличие даже слабого антиферромагнитного взаимодействия между магнито жесткими слоями через мягкий может привести к следующему эффекту. При включении поля, противоположного намагниченности, в первую очередь вращается намагниченность магнитомягких слоев. Намагниченность жесткого слоя, находящегося между двумя мягкими с противоположными разворотами оказывается во фрустрированном состоянии. При дальнейшем увеличении поля образование как однородной намагниченности в мягком слое, так и с пружинкой в ближайшем мягком слое. Таким образом, образец следует рассматривать как трехфазную систему: 1) однородная магнитомягкая, 2) однородная магнито жесткая и 3) неоднородная магнитомягкая. Поэтому следует ожидать три резонансные моды.

Заметим, что трехфазность наблюдалась не только в пленках с большим количеством слоев, но и в двухслойных системах soft/hard. Например, в [4] исследован резонанс в двухслойной обменно связанной системе слоев жесткий/мягкий. В образце с тонким слоем (10 нм) обнаружены два резонансных пика, что соответствует двум модам. В образце с толстым слоем железа (20 нм) обнаружен третий пик, который авторы интерпретировали как "поверхностную" моду в железе. Мы считаем, что при значительной толщине железного слоя в нем кроме неоднородной фазы значительную долю может составлять однородный участок. Можно предположить, что наличие участка с однородной намагниченностью дает третью моду.

Для количественных оценок рассмотрена следующая задача о собственных модах системы. В модели три слоя (мягкий-однородный/жесткий/мягкий-неоднородный) могут рассматриваться как элемент многослойной системы. При учете взаимодействия между соседними слоями и через один слой (дальнодействующий обмен) энергия магнетика может быть записана в виде:

$$W = -J_1 \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2 - J_1 \mathbf{m}_2 \mathbf{m}_3 - J_2 \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_3 - M_{S1} V_1 \mathbf{m}_1 \mathbf{H} - M_{S2} V_2 \mathbf{m}_2 \mathbf{H}' - M_{S3} V_3 \mathbf{m}_3 \mathbf{H} + \frac{1}{2} 4\pi M_{S1}^2 V_1 (\mathbf{m}_1 \mathbf{z})^2 + \frac{1}{2} 4\pi M_{S2}^2 V_2 (\mathbf{m}_2 \mathbf{z})^2 + \frac{1}{2} 4\pi M_{S3}^2 V_3 (\mathbf{m}_3 \mathbf{z})^2. \quad (1)$$

Здесь J_1 и J_2 - константы обмена между соседними слоями и через слой соответственно, \mathbf{m} - единичные вектора намагниченности слоев. Индексы: 1 – намагниченность однородной мягкой фазы, 2 – намагниченность неоднородной мягкой фазы (для неоднородной фазы под этим вектором будем понимать некоторое усредненное направление намагниченности), 3 – намагниченность жесткой фазы, M_S - намагниченность насыщения, V - объем слоев, ось \mathbf{z} направлена перпендикулярно поверхности пленки, \mathbf{H} - напряженность внешнего магнитного поля, $\mathbf{H}' = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a$ - сумма внешнего поля и поля неоднородного обмена для второго участка. Таким образом, третье, четвертое и пятое слагаемые в (1) описывают энергию Зеемана, последние три слагаемых – энергия поверхностной анизотропии, обеспеченная размагничивающими факторами.

Матрица, построенная на коэффициентах при неизвестных проекциях намагниченности, легко сводится к размеру 3x3 [5]. После приравнивания определителя этой матрицы к нулю получаем кубическое уравнение на квадрат резонансных частот. Характерные графики зависимости полученных частот от поля приведены на рисунке 1.

В длинноволновом пределе три взаимодействующих слоя обеспечивают существование трех мод, которые и фиксируются в эксперименте. При увеличении количества пар в системе или толщин слоев вероятность реализации неоднородного состояния увеличивается. Это может являться объяснением проявления трехмодового состояния именно в многослойных пленках. Предположение о существовании двух магнитных состояний (с однородным и неоднородным участками намагниченности) магнитомягких слоев позволяет объяснить существование трех резонансных пиков не только в многослойных пленках, но и в одной паре слоев Soft/Hard при условии, что толщина мягкого слоя превышает ширину доменной стенки.

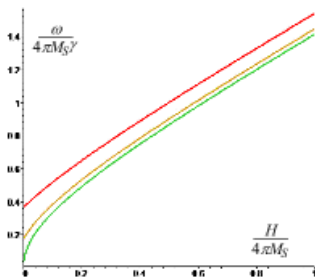


Рис. 1.: Зависимости частот мод от внешнего поля. Соотношения между константами следующие: $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3$, $M_{S1} = M_{S2} = M_{S3}$, $J_2 = -0.1J_1$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00161.

[1] M. Grimsditch, R. Camley, E. E. Fullerton, S. Jiang, S. D. Bader, and C. H. Sowers, Journ. of Appl. Phys. V.85, P. 5901 (1999).
 [2] A. Bill, H.B. Braun, JMMM V.272–276 P.1266–1267 (2004).
 [3] G. S. Patrin, Ya. Shiyan, K. G. Patrin, G. Yu. Yurkin, J. Low Temp. Phys. V.182, P. 73–81 (2016).
 [4] F. Yıldız, O. Yalcin, M. Ozdemir, B. Aktas, Y. Koseoglu, J.S. Jiang, JMMM V.272–276, P. e1941–e1942 (2004).
 [5] Ferromagnetic Resonance – Theory and Applications, Edited by Orhan Yalçın, First published July, Printed in Croatia (2013).

MAGNETIC MOMENTUM OSCILLATIONS IN A COUPLE OF INTERACTIVE NANOSTRIPES

Orlov V.A.^{1,2*}, Ivanov A.A.¹, Orlova I.N.³

¹ *Siberian Federal University, 660041 Krasnoyarsk, Russia*

² *Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences, 660036 Krasnoyarsk, Russia*

³ *Krasnoyarsk State Pedagogical University after V.P. Astaf'ev, 660049 Krasnoyarsk, Russia*

*e-mail: orlhome@rambler.ru

КОЛЕБАНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ПАРЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НАНОЛЕНТ

Орлов В.А.^{1,2*}, Иванов А.А.¹, Орлова И.Н.³

¹ *Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*

² *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия*

³ *Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, 660049 Красноярск, Россия*

*e-mail: orlhome@rambler.ru

В работе аналитически и численными методами исследуются периодическое движение взаимодействующих вихревых доменных стенок в паре нанолент. Модель представляет собой две параллельно расположенные наноленты с доменной структурой намагниченности. Домены разделены вихревыми стенками. Магнитные подсистемы лент взаимодействуют магнитостатически. Это обуславливает существование нормальных мод движения магнитных вихрей в лентах. Используя эмпирические выражения для магнитной энергии взаимодействия вихревых стенок, вычислены частоты коллективных мод намагниченности.

В поле центральных сил ядро магнитного вихря ведет себя подобно ларморовской частице. Для описания динамического поведения магнитных вихрей продуктивным является уравнение Тиля [1]. Система уравнений Тиля применительно к вихревым стенкам двух лент имеет вид:

$$\begin{cases} \mathbf{G}_1 \times \mathbf{v}_1 - D\mathbf{v}_1 - \nabla W_1 = 0, \\ \mathbf{G}_2 \times \mathbf{v}_2 - D\mathbf{v}_2 - \nabla W_2 = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{G}_\alpha = \pi_{T\alpha} G_0 (1 - ph)\mathbf{k}$, - гирровектор (\mathbf{k} - единичный вектор вдоль оси, перпендикулярной плоскости лент, $G_0 = 2\pi M_s b / \gamma$), \mathbf{v} - скорость ядра, D - коэффициент эффективного вязкого трения, p - полярность ядра вихря, $h = H / (\mu_0 M_s)$ - безразмерное постоянное поле, приложенное перпендикулярно плоскости лент (вдоль или против оси z). Индексы обозначают принадлежность вихря к первой или второй ленте. Третье слагаемое в левой части уравнения (1) отвечает за недиссипативные силы, действующие на ядро вихря, как на квазичастицу. К таким силам отнесем возвращающую силу, силу взаимодействия с ядром вихря соседней ленты, эффективную силу, действующую на ядро вследствие взаимодействия намагниченности вихря с внешнем магнитном полем. Решение системы (1) позволяет определить комплексные амплитуды и резонансные частоты совместных колебаний вихревых стенок.

Зависимость поглощаемой мощности от частоты внешнего переменного поля, включенного вдоль длинной оси лент (вдоль оси x), и перпендикулярно им (вдоль оси y) показаны на рисунках 1, 2.

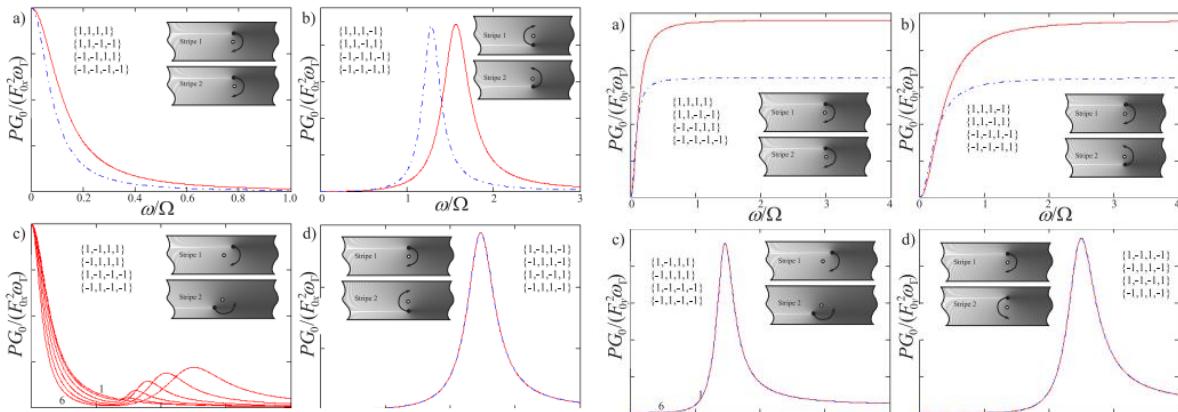


Рис .1. Зависимость поглощаемой мощности (измеряется в безразмерных условных единицах) от частоты переменного поля. Переменное поле приложено вдоль y. Кривые построены для случая, когда эффективная жесткость магнитостатической связи вихрей по всем направлениям одинакова и при $h=0.1, D=0.1$. На рисунках а) и б) пунктирными кривыми показана мощность для случаев, когда постоянное поле приложено против оси z. На рисунках с) и д) случаи постоянного поля, приложенного вдоль z и против z совпадают. На рисунке с) показано семейство кривых 1-6 при постоянных полях $h=0...0.5$ с шагом $\Delta h = 0.1$. На вставках в фигурных скобках показаны сочетания полярностей и киральностей вихревых стенок $\{p_1, p_2, q_1, q_2\}$ и изображены фазы и направления движения ядер вихрей. Черной точкой показаны ядра, светлыми -- положения начала координат.

Рис. 2. Зависимость поглощаемой мощности (измеряется в условных единицах) от частоты переменного поля, приложенного вдоль оси x. Кривые построены для тех же параметров, что на рисунке 1.

Некоторые состояния, показанные на рисунках не проявляют резонансных свойств. Это возможно в отсутствие возвращающей силы, действующей на ядра вихрей вдоль длинной оси лент. Таким состояниям соответствуют сочетания полярностей и киральностей, при которых x координаты ядер вихрей обеих лент двигаются синхронно без сдвига фаз.

Знание состояний взаимодействующих вихревых стенок, при которых реализуется резонансное или нерезонансное поведение в переменных полях открывает возможности для целенаправленного управления намагниченностью в массивах параллельно расположенных лент. Это особенно важно в контексте разработки устройств хранения информации.

Зависимость частот мод коллективного движения вихревых стенок от внешнего поля позволяет считать подобные системы хорошими кандидатами для применения в разнообразных датчиках полей и прочих устройств спинтроники. Существование состояний, частота резонанса которых чувствительна к направлению перпендикулярного поля (рис. 1б), открывает возможность конструирования датчиков, определяющих не только величину поля, но и его направление.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта по. 18-02-00161.

[1] A. Thiele, Phys. Rev. Lett. V.30, P. 230 (1973).

ON THE RADIAL ANISOTROPY OF NICKEL MICRODISKS

Prokopenko V.S.¹, Orlov V.A.^{2,3*}

¹ *Krasnoyarsk State Pedagogical University after V.P. Astaf'ev, 660049 Krasnoyarsk, Russia*

² *Siberian Federal University, 660041 Krasnoyarsk, Russia*

³ *Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences, 660036 Krasnoyarsk, Russia*

О РАДИАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ НИКЕЛЕВЫХ МИКРОДИСКОВ

Прокопенко В.С.¹, Орлов В.А.^{2,3*}

¹ *Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, 660049 Красноярск, Россия*

² *Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*

³ *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия*

*e-mail: orlhome@rambler.ru

Как известно [1,2], при определенных соотношениях толщины и радиуса микро- или нанопятна $\Delta = L/R$ могут реализовываться вихревая или доменная структуры намагниченности. Образование вихревой структуры связано с конкуренцией между обменным взаимодействием и магнитостатической энергией, которая вынуждает замыкаться намагниченности у боковой поверхности микродиска. При этом в центре магнетика намагниченность вынуждена выйти из плоскости и образовать так называемое ядро магнитного вихря. Но не все ферромагнетики в области Δ , где по теоретическим оценкам должна реализовываться вихревая (или антивихревая) структура, обладают ею. В частности, никель, обладая отрицательными константами магнитострикции по основным направлениям, и одновременно относительно низким значением намагниченности насыщения, не показывает наличие вихря. Более того, намагниченность никелевого микродиска, располагаясь в плоскости при некоторых толщинах и высоком процентном содержании никеля, не выказывает тенденции к замыканию, а напротив, стремится расположиться перпендикулярно боковой поверхности магнетика [3] (см. рис. 1 слева).

Такое поведение намагниченности мы связываем с преобладанием поля анизотропии вблизи края магнетика по сравнению с полями рассеяния. Из-за малой толщины ферромагнитного диска по его периметру наблюдается повышенное значение энергии свободной поверхности, вследствие чего возникают механические напряжения, приводящие к изменению константы анизотропии (магнитоупругий эффект) и обеспечивающие радиальное направление осей легкого намагничивания.

Проведем численные оценки поправки константы анизотропии вблизи периметра магнетика, возникающей из-за магнитоупругого эффекта. Геометрическая модель микродиска показана на рисунке 1 справа. Прямые углы между гранями на боковой поверхности магнетика реализоваться не могут из-за межатомного взаимодействия, приводящего к "округлению" острых краев. Механическое напряжение, возникающее на боковой поверхности, оценим с

помощью формулы Лапласа: $\eta = \sigma \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{R} \right)$. Здесь σ - коэффициент поверхностного

натяжения твердого никеля, r и R - главные радиусы кривизны боковой поверхности диска. Радиус R показан на рисунке 1 пунктирной линией. В нашем случае радиус кривизны $r \approx L/2 \ll R$. Тогда выражение для напряжения получим: $\eta = 2\sigma/L$.

Вследствие малости толщины пятна по сравнению с его радиусом можно воспользоваться одномерным приближением для оценки поправки к константе анизотропии [4,5]. Помимо этого, магнетик является поликристаллическим с малым размером зерна (меньше ширины доменной стенки), поэтому можно абстрагироваться от различия компонент тензора магнитострикции по разным кристаллографическим направлениям (взять среднее λ). В результате сжатия боковой поверхности возникает эффективное легкое направление намагничивания перпендикулярно боковой поверхности с константой: $K_{eff} \approx \frac{3}{2} \lambda \eta = 3 \frac{\lambda \sigma}{L}$.

Подстановка в это выражение характерных значений параметров никеля $\sigma \approx 2.0 \text{ Дж/м}^2$, $\lambda \approx 3.5 \times 10^{-4}$ [4] для микродиска толщиной порядка 0.06 мкм получим $K_{eff} \approx 4 \times 10^3 \text{ Дж/м}^3$. Это значение сравнимо с величиной кристаллографических констант анизотропии недеформированного никеля, т.е. на краю микродиска эффективная анизотропия увеличивается практически в разы. Эти оценки хорошо согласуются с результатами экспериментальных измерений константы вблизи края диска [4]. Заметим, что по мере увеличения толщины магнетика рассмотренный выше краевой эффект должен ослабевать и структура намагниченности вблизи периметра станет более сложной, комбинируя в себе как области с замыканием намагниченности, так и участки с выходом намагниченности из боковой поверхности магнетика.

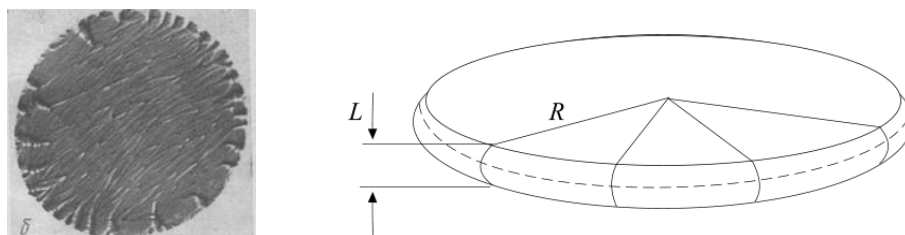


Рис. 1.: Доменная структура микропятна (94% Ni, диаметр 300 мкм, толщина 0.06 мкм) (рисунок слева). Модель микродиска. Боковая поверхность закруглена (рисунок справа).

Таким образом, вблизи периметра никелевого микродиска возникает относительно сильная эффективная анизотропия радиальной симметрии, преобладающая над полями рассеяния. Это приводит к перпендикулярной ориентации намагниченности к поверхности микродиска.

[1] B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin, Appl. Phys. Lett. V.96, P. 132506 (2010).

[2]. G. Loubens, A. Riegler, B. Pigeau, F. Lochner, F. Boust, K. Y. Guslienko, H. Hurdequint, L. W. Molekamp, G. Schmidt, A. N. Slavin, S. Tiberkevich, N. Vukadinovic, O. Klein, Phys. Rev. Lett. V.102, P. 177602 (2009).

[3] В.С. Прокопенко, Г.Г.Васильев, В.П. Иванов, В.С.Черкашин, Н.А.Дрокин, Известия АН СССР, сер. физ., т. 36, № 6, 1972, с. 1163-1165.

[11] С. Тикадзуми, Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества, Мир, М., (1983), 304 с.

[12] A. Kumar, S. Fahler, H. Schlorb, K. Leistner, and L. Schultz., Phys. Rew. B V.73, P. 064421 (2006).

FEATURES OF THE STRUCTURE OF A RAPIDLY QUENCHED ALLOY $\text{FeCu}_1\text{Si}_{16}\text{B}_6$ AT THE NANOMETER LEVEL

Ansovich A.V., Tkachev V.V.*, Modin E.B., Fichenko V. K., Fedorets A. N., Polyansky D. A., Kraynova G. S., Frolov A. V., Plotnikov V. S.

FEFU, 690091, Vladivostok, Russia

**e-mail: vova292@gmail.com*

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ БЫСТРОЗАКАЛЕННОГО СПЛАВА $\text{FeCu}_1\text{Si}_{16}\text{B}_6$ НА НАНОМЕТРОВОМ УРОВНЕ

Ансович А. В., Ткачев В. В.*, Модин Е. Б., Фищенко В. К., Федорец А. Н., Полянский Д. А., Крайнова Г. С., Фролов А. М., Плотников В. С.

Дальневосточный федеральный университет, 690091, Владивосток, Россия

**e-mail: vova292@gmail.com*

Частично кристаллические сплавы типа Finemet имеют хорошие магнитомягкие характеристики, которые широко применяются в промышленности. Физико-химические свойства материалов, полученных методом спиннингования, сочетают в себе наиболее привлекательные характеристики как аморфных, так и кристаллических структур.

Объектом исследования в данной работе являются электронно-микроскопические изображения быстроохлажденного сплава $\text{FeCu}_1\text{Si}_{16}\text{B}_6$, полученные с использованием просвечивающего электронного микроскопа FEI TITAN 300. Получены светлопольные изображения спиннингованной ленты с областей около контактной и свободной поверхностей раздела, рис. 1(слева), которые демонстрирует однородную структуру типа “соль – перец” с четко различимым периодом неоднородностей $\lambda_1 \sim 0,2$ нм. Детальный анализ изображения позволяет визуализировать объединения коротковолновых периодичностей в более крупные неоднородности с периодом $\lambda_2 \sim 0,7$ нм (рис. 1, слева, стрелка 1) и $\lambda_3 \sim 1,3$ нм и более (рис. 1 б, стрелка 2). Такие нанометровые композиты (λ_1, λ_2) представляют структурные построения с различным типом симметричных форм – с окружением в первой координации от 4 до 7. Картина электронной дифракции спиннингованной ленты в виде диффузного гало подтверждает результаты рентгеноструктурного анализа [1] и позволяет рассматривать структуру спиннингованной ленты $\text{FeCu}_1\text{Si}_{16}\text{B}_6$ на атомном уровне в виде двух составляющих – аморфной и нанокристаллической.

Для детального анализа особенностей структуры был проведен спектральный фурье-анализ областей около контактной и свободной поверхностей спиннингованных лент, в результате, которого получено:

1) структура исследуемых фольг состоит из неоднородностей различного размера, которым соответствуют, определенные частотные моды, и, следовательно, характеризуются многомасштабностью, рис. 1(справа); выделено три диапазона размеров неоднородностей - коротковолновый, средневолновый, длинноволновый, что согласуется с выводами, полученными при электронно-микроскопическом исследовании;

2) построенные интегральные пространственные характеристики, рис. 1(справа), показывают, что наибольший вклад в интегральную анизотропию исследованных структур

вносят периодичности коротковолнового диапазона; для неоднородностей λ_2 характерно наличие дисперсии ($\sim 20^\circ$) в их распределении;

3) периодичности длинноволнового диапазона (λ_3) не вносят существенного вклада в интегральную анизотропию структуры, при этом крупномасштабные неоднородности в области вблизи контактной поверхности характеризуются большей степенью изотропности по сравнению со свободной стороной спиннингованной ленты;

4) проведенный количественный анализ спектральных характеристик с использованием интегральной функции мер Лебега [2] показал наличие в структуре спиннингованных лент областей с разным типом упорядочения.

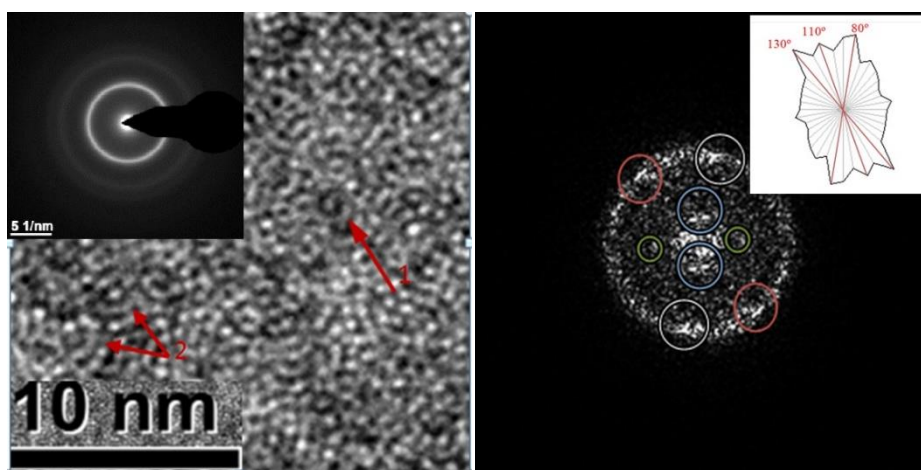


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение структуры и картина дифракции спиннингованной ленты $\text{FeCu}_1\text{Si}_{16}\text{B}_6$ (слева); Спектр Фурье и интегральная пространственная характеристика с электронно-микроскопического изображения области около контактной поверхности раздела ленты $\text{FeCu}_1\text{Si}_{16}\text{B}_6$ (справа)

Список литературы

- [1] Н. В. Ильин, А. К. Цесарская, В. В. Ткачев, В. А. Иванов, А. М. Фролов, С. В. Должиков, Г. С. Крайнова, В. С. Плотников. Изв. РАН, Сер. физическая, 2017, 81, № 3, 415-418.
- [2] А. М. Фролов, Г. С. Крайнова, С. В. Должиков. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2018, №4, 84-90.

POSTER SESSION

PB. SOFT MAGNETIC MATERIALS

INFLUENCE OF PINNING LAYER PARAMETERS ON THE SPECTRA OF SPIN-WAVE RESONANCE IN A TWO-LAYER FILM

Zyuzin A.M., Bakulin M.A.

Mordovian State University, 430005, Saransk, Russia

**e-mail: bakulinma@yandex.ru*

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СЛОЯ ЗАКРЕПЛЕНИЯ НА СПЕКТРЫ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКЕ

Зюзин А.М., Бакулин М.А.

Мордовский государственный университет, 430005, Саранск, Россия

**e-mail: bakulinma@yandex.ru*

Исследования спиновой динамики в многослойных пленочных структурах привлекает в последнее время особый интерес, связанный с перспективами применения этих материалов для логических операций со спиновыми волнами в тонкопленочных волноводах, магнонных транзисторах и других элементах электроники и спинтроники [1].

Целью данной работы являлось исследование влияния параметров одного из слоев двухслойной пленки на степень закрепления спинов. Важной характеристикой спектра спин-волнового резонанса (СВР), чувствительной к степени закрепления спинов является угловой коэффициент η дисперсионной кривой. Это обусловлено тем, что η кроме обменной жесткости $2A_1/M_1$ и толщины слоя возбуждения h_1 зависит от волновых чисел k , значения которых в свою очередь зависят от пространственной фазы спин-волновых мод на границе слоев. Фаза же, в свою очередь зависит от степени закрепления спинов.

В работе проведен расчет спектров СВР и получены зависимости углового коэффициента η дисперсионных кривых от параметров слоя закрепления. Для определения η находили совместное решение уравнения движения намагниченности, записанного для каждого из слоев двухслойной пленки и граничных условий на свободной и межслойной границах. Далее находили усредненное по толщине пленки значение переменной намагниченности $\langle \vec{m} \rangle$ и определяли ВЧ-восприимчивость $\vec{\chi}$ как функцию внешнего поля H [2]

$$\langle \vec{m} \rangle = \frac{1}{h_1 + h_2} \left(\int_{-h_1}^0 \vec{m}_1 dz + \int_0^{h_2} \vec{m}_2 dz \right) = \vec{\chi} \vec{h}.$$

Резонансные поля СВ-мод H_n находили по экстремумам χ''_{xx} . По получившимся значениям H_n строились дисперсионные кривые и определялись значения η . Дисперсионная кривая представляла собой зависимость разности резонансных полей нулевой и n -ной спин-волновых мод от $(n + 1/2)^2$, что соответствует случаю закрепления спинов на одной границе слоя возбуждения. Расчет проводился для частоты СВЧ поля, равной 9,34 ГГц.

На рис. 1. приведена зависимость η от намагниченности M_2 слоя закрепления в двухслойной пленке с толщиной слоя возбуждения $h_1 = 0,68$ мкм, намагниченностью $M_1 = 137$ Гс, параметром затухания $\alpha_1 = 0,003$. В слое закрепления $\alpha_2 = 0,2$, $h_2 = 2,5$ мкм, разность полей однородного резонанса в слоях $H_{01} - H_{02} = -1810$ Э.

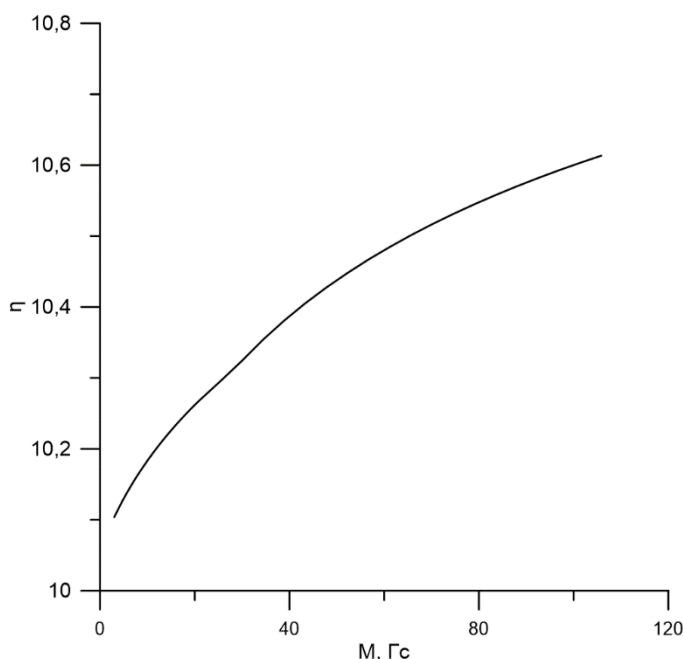


Рис.1. Зависимость η от намагниченности слоя закрепления.

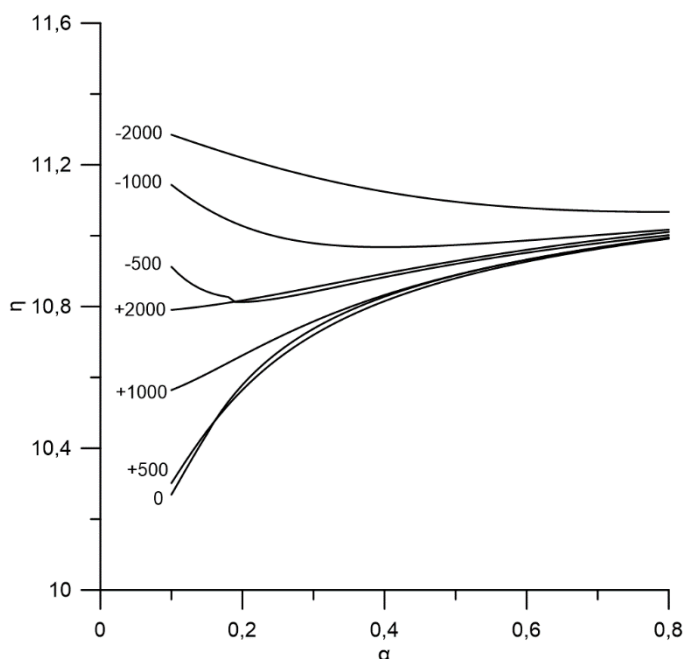


Рис.2. Зависимости η от значений параметра затухания α_2 в слое закрепления при различных значениях $H_{01} - H_{02}$.

спинов, в результате чего значения η при различных $H_{01} - H_{02}$ становятся достаточно близкими.

Как следует из рис. 1. с уменьшением M_2 происходит заметное снижение значений η , что свидетельствует об уменьшении степени закрепления спинов. Этот результат подтверждается результатами эксперимента – при приближении к температуре Кюри $\theta_{к2}$ слоя закрепления, когда намагниченность в этом слое существенно уменьшается, в спектре СВР последовательно прекращают возбуждаться линии поглощения СВ-мод, и при более высокой температуре в спектре остается только нулевая мода.

На рис. 2. приведены зависимости η от значений параметра затухания α_2 в слое закрепления при различных значениях $H_{01} - H_{02}$. Видно, что когда слой закрепления, в магнитных полях, соответствующих возбуждаемому спектру СВР находится в состоянии реактивной среды ($H_{01} - H_{02} > 0$), возрастание α_2 приводит к увеличению η . Если же слой закрепления находится в состоянии дисперсивной среды ($H_{01} - H_{02} < 0$), η имеет более высокое значение и кроме того, зависимость η от α_2 носит более сложный характер. На начальном участке $\eta(\alpha_2)$, величина которого зависит от значения $H_{01} - H_{02}$, с ростом α_2 происходит уменьшение η , а следовательно и степени закрепления спинов, и лишь при дальнейшем увеличении α_2 , закрепление спинов начинает возрастать. При больших α_2 доминирующим становится диссипативный механизм закрепления

[1] S. Klingler, A. V. Chumak, T. Mewes et al., J. Phys. D: Appl. Phys. 48, 1 (2015).

[2] А.М. Зюзин, М.А. Бакулин, С.В. Безбородов, В.В. Радайкин, С.Н. Сабаев, ЖЭТФ, Т. 149, вып. 4. С. 827-832 (2016).

**PHENOMENON OF MAGNETIC COMPENSATION IN THE SYSTEM
(Tb,Y,Sm)Fe₂H_x (x = 0 and 3)**

**Pyushin A.S.^{1,2}, Karpenkov A.Yu.^{1,3*}, Aleroeva T.A.⁴, Drulis H.⁵, Doerr M.⁶, Tereshina I.S.¹,
Granovsky S.A.¹, Umhaeva Z.S.⁴, Kiseleva T.Yu.¹, Melnikov M.M.¹, Tereshina-Chitrova E.A.⁷**

¹*Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow, Russia*

²*Complex Research Institute named after Kh. I. Ibragimov, Russian Academy of Sciences, 364906,
Groznyi, Russia*

³*Physics and technology faculty, Tver State University, 170002, Tver, Russia*

⁴*Physics faculty, Chechen State University, 364024, Grozny, Russia*

⁵*Institute of Low Temperature and Structure Research, Polish Academy of Sciences, 50-950,
Wroclaw, Poland*

⁶*Institut für Festkörper- und Materialphysik, Technische Universität Dresden, D-01062 Dresden,
Germany*

⁷*Institute of Physics, CAS, Na Slovance 2, 18221 Prague, Czech Republic*

*e-mail: karpenkov_alex@mail.ru

ЯВЛЕНИЕ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ В СИСТЕМЕ (Tb,Y,Sm)Fe₂H_x (x = 0 и 3)

**Илюшин А.С.^{1,2}, Карпенков А.Ю.^{1,3*}, Алероева Т.А.⁴, Друлис Г.⁵, Доеерр М.⁶,
Терёшина И.С.¹, Грановский С.А.¹, Умхаева З.С.⁴, Киселёва Т.Ю.¹, Мельников М.М.¹,
Терёшина-Хитрова Е.А.⁷**

¹*Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*

²*Комплексный исследовательский институт имени Х.И. Ибрагимова РАН, 364906, Москва,
Россия*

³*Физико-технический факультет Тверского государственного университета, 170002, Тверь,
Россия*

⁴*Физический факультет Чеченского государственного университета, 364024 Грозный, РФ*

⁵*Институт низких температур и структурных исследований Польской Академии наук, 50-
950, Вроцлав, Польша*

⁶*Институт физики твердого тела и материалов технического университета Дрездена, Д-
01062, Дрезден, Германия*

⁷*Институт физики Чешской Академии Наук, 18221, Прага, Чешская Республика*

*e-mail: karpenkov_alex@mail.ru

Явление магнитной компенсации состоит в том, что спонтанная намагниченность исчезает, когда сумма магнитных моментов атомов многоподрешеточного магнетика, как правило, направленных антипараллельно друг другу, становится равной нулю. Наиболее важными факторами для наблюдения данного эффекта являются температура и концентрации атомов (химический состав соединений). Состав и температура, при которых имеет место эффект компенсации, называют соответственно компенсирующим составом и температурой компенсации. Явление имеет важное прикладное значение: варьируя концентрации атомов замещения и внедрения вблизи компенсирующего состава, можно регулировать величину спонтанной намагниченности [1]. Целью данной работы является исследование спонтанной

намагниченности и явления магнитной компенсации в системах $(Tb_{1-y}Y_y)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$ и их гидридах $(Tb_{1-y}Y_y)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2H_3$.

Образцы $(Tb_{1-y}Y_y)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$ ($y = 0; 0.16; 0.32; 0.48; 0.64; 1$) получены методом дуговой плавки в атмосфере чистого аргона при нормальном давлении. Синтез гидридов проводился при комнатной температуре и давлении до 0.6 Па. Содержание водорода в образцах составляло 3 ат. Н/форм.ед. (для расчета использовалось уравнение Ван-дер-Ваальса, погрешность определения водорода ± 0.2 ат. Н/форм.ед.). Рентгеноструктурный анализ проводился для всех образцов на дифрактометре Empyrean Panalytical (Нидерланды) в геометрии Брэгга-Брентано (θ - 2θ режимы 40 мА, 40 кВ). Анализ дифрактограмм проводился с помощью программного обеспечения FullProf. Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ были получены на установке PPMS - 14 в широком интервале температур от 4.2 до 300 К для исходных составов $(Tb_{1-y}Y_y)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$, а также при $T = 4.2$ К для гидридов $(Tb_{1-y}Y_y)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2H_3$.

Структурные исследования показали, что только квазибинарные $(Tb_{0,8}Sm_{0,2})Fe_2$ и $(Y_{0,8}Sm_{0,2})Fe_2$ составы являются однофазными и имеют кубическую кристаллическую решетку типа $MgCu_2$ (пространственная группа $Fd\bar{3}m$). В то же самое время в более сложных составах $(Tb,Y,Sm)Fe_2$ имело место явление фазового расслоения. Количество второй фазы RFe_3 варьировалось от 5 до 15 %. Установлено, что при гидрировании структура $MgCu_2$ сохраняется, а объем элементарной ячейки увеличивается значительно. Относительное изменение объема при введении трех атомов водорода в кристаллическую ячейку соединений $(Tb_{1-y}Y_y)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$ составляет 27-28 %, что хорошо согласуется с известными литературными данными [2].

На рис. 1 показана концентрационная зависимость спонтанной намагниченности для исходных $(Tb_{1-y}Y_y)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$ и гидрированных $(Tb_{1-y}Y_y)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2H_3$ соединений при $T = 4.2$ К. Видно, что исходные соединения демонстрируют точку магнитной компенсации при содержании иттрия $y = 0.48$ (состав $Tb_{0,32}Y_{0,48}Sm_{0,2}Fe_2$). Образцы с $y < 0.48$ и $y > 0.48$ имеют спонтанную намагниченность отличную от 0. С повышением температуры вплоть до комнатной вид концентрационной зависимости $M_S(y)$ сохраняется. После проведения процедуры гидрирования ситуация изменяется. В гидридах точка магнитной компенсации также наблюдается. Однако теперь компенсирующим составом является состав с другим содержанием немагнитного иттрия, а именно $Tb_{0,64}Y_{0,16}Sm_{0,2}Fe_2H_3$. Два основных механизма - разбавление редкоземельной подрешетки немагнитным иттрием и значительное увеличение расстояний между магнитоактивными ионами, благодаря внедрению атомов водорода в кристаллическую решетку исходных соединений, приводят к наблюдаемому значительному эффекту. Составы с выявленными особенностями магнитных свойств могут быть предложены для использования в таких областях, как робототехника.

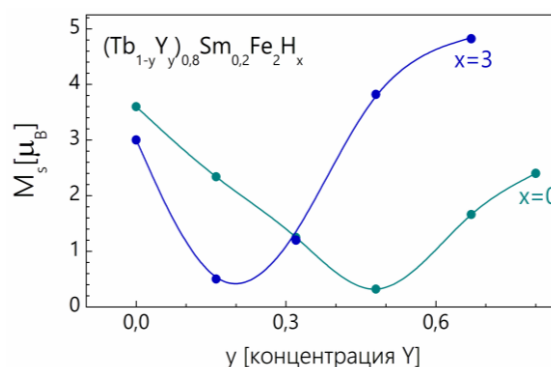


Рис. 1. Концентрационная зависимость спонтанной намагниченности при $T = 4.2$ К соединений $(Tb_{1-y}Y_y)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2H_x$ при $x = 0$ и 3.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-13-00135).

[1] Н.В. Мушников, Автореферат. докт. дисс. (Екатеринбург, 2004).

[2] Г.А. Политова, И.С. Терёшина и др. Физика твердого тела Т. 47(10) С. 1834-1838 (2005).

FERROMAGNETIC RESONANCE IN AMORPHOUS FeSiBNbCu RIBBONS OF VARIOUS COMPOSITION

**Komogortsev S.V.^{1*}, Kraynova G.S.², Ilin N.V.², Plotnikov V.S.²,
Chekanova L.A.¹, Iskhakov R.S.¹, Yatmanov D.A.³**

¹*Institute of Physics, SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

²*Far Eastern Federal University, 690000, Vladivostok, Russia*

³*Reshetnev Siberian State University of Science and Technology, 660000, Krasnoyarsk, Russia*

**e-mail: komogor@iph.krasn.ru*

ОСОБЕННОСТИ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ЛЕНТАМОРФНЫХ СПЛАВОВ FeSiBNbCu РАЗЛИЧНОГО СОСТАВА

**Комогорцев С.В.^{1*}, Крайнова Г.С.², Ильин Н.В.², Плотников В.С.²,
Чеканова Л.А.¹, Исхаков Р.С.¹, Ятманов Д.А.³**

¹*Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

²*Дальневосточный федеральный университет, 690000, Владивосток, Россия*

³*Сибирский государственный университет науки и технологий им. академика*

М.Ф. Решетнева, 660000, Красноярск, Россия

**e-mail: komogor@iph.krasn.ru*

Быстрозакаленные сплавы FeSiBNbCu используются в качестве прекурсоров для приготовления методом частичной кристаллизации материалов семейства файнметов - современных «рекордсменов» среди магнитомягких ферромагнитных систем. Данные сплавы на основе железа применяют в качестве магнитопроводов высокочастотных трансформаторов и датчиков слабых магнитных полей и деформаций [1-3]. Исследованию связи структуры и свойств таких систем посвящено значительное количество работ, но при этом остаются открытыми важнейшие вопросы, связанные с изучением высокочастотной динамики намагниченности, которые являются весьма актуальными, т.к. современные скорости обработки информации требуют высоких скоростей срабатывания элементов и материалов.

В данной работе исследовано резонансное поглощение СВЧ волн в аморфных лентах FeSiBNbCu различного состава, полученных быстрой закалкой из расплава. Спектры ФМР изучались на стандартном ЭПР-спектрометре с частотой накачки резонатора 9,2 ГГц при комнатной температуре. Использовался тип резонатора и расположение в нем образца, обеспечивающие нулевое значение электрической компоненты СВЧ поля. Внешнее поле прикладывалось параллельно плоскости ленты. Исследовано три серии лент, отличающихся по составу: FeCu_{0,2}Nb₃Si_{16,5}B₆; FeCu_{0,5}Nb₃Si_{16,5}B₆; FeCu_{1,5}Nb₃Si_{16,5}B₆ (различное содержание меди); FeCu₁Nb₅Si_{16,5}B₆; FeCu₁Nb₃Si₁₆B₆; FeCu₁Si₁₆B₆ (различное содержание ниобия); FeCu₁Nb₃Si_{13,5}B₈; FeCu₁Nb₃Si₁₃B₁₃; FeCu₁Nb₃Si_{13,5}B₉; FeCu₁Nb₃Si₁₃B₆; FeCu₁Nb₃Si₁₄B₅ (различное содержание металлоидов).

Спектры ФМР образцов характеризуются одним пиком, форма и положение которого различается для разных образцов. По этому пику определяли основные характеристики ФМР: ширину линии ФМР ΔH (расстояние между пиками на дифференциальном сигнале) и резонансное поле H_r . Выбранная геометрия измерений позволяет использовать формулу

Киттеля для идеальной бесконечно тонкой ферромагнитной пластины (отношение толщины ленты к длине измеряемого образца $\sim 0,003$) для вычисления эффективной намагниченности M_{eff} из величины H_r :

$$M_{eff} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{(\omega/\gamma)^2 - H_r^2}{H_r}.$$

Величина ω/γ в нашем эксперименте составляла 2900 Э.

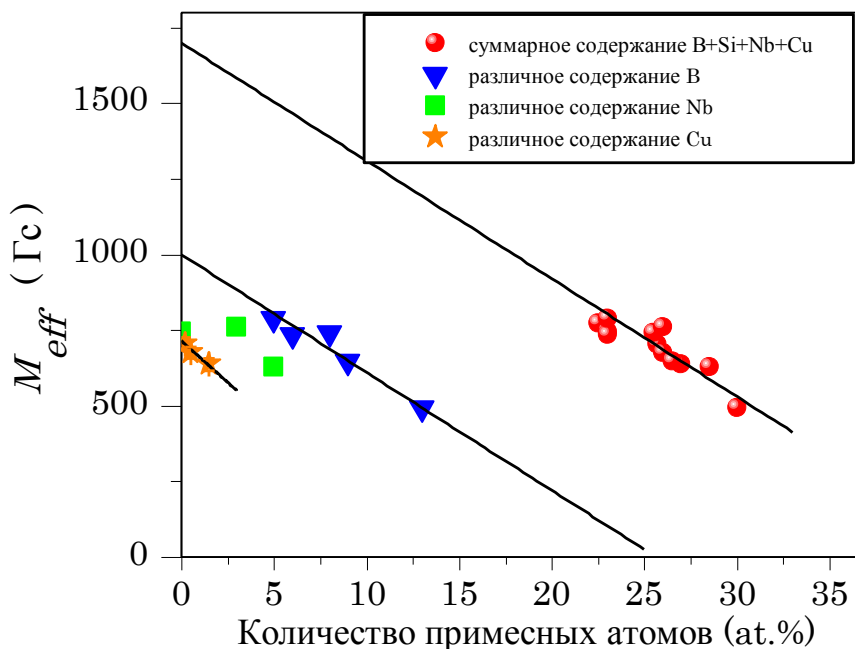


Рис.1. Изменение эффективной намагниченности сплавов FeSiBNbCu при варьировании различных компонент.

Наблюдаемое линейное снижение намагниченности с ростом концентрации примеси в целом укладывается в представление о намагниченности аморфных сплавов в рамках концепции Слэтера-Паулинга [4]. Форма некоторых спектров ФМР хорошо описывается единственным пиком лоренцевой формы. Однако форма линии для ряда образцов несимметрична, т.е. состоит более чем из одного лоренциана. Эти составляющие могут относиться к противоположным поверхностям ленты. Дело в том, что СВЧ волны проникают вглубь образца только на толщину скин-слоя (здесь порядка 1 мкм). Это означает, что полученная информация относится не ко всей ленте целиком, а только к поверхностному слою. Так как ленты, полученные закалкой на вращающийся барабан, всегда неоднородны по толщине, то мы должны иметь сумму сигналов с двух поверхностей – прилегающей к барабану и противоположной ей.

[1] V. Rodionova, I. Baraban, K.Chichay, A.Litvinova, N.Perov, J.Magn.Magn.Mater. V.422, P. 216–220 (2017).
 [2] V. Zhukova, J.M. Blanco, M. Ipatov, M. Churyukanova, S. Taskaev, A. Zhukov, Sci. Rep. V.8, P. 3202 (2018).
 [3] G.V. Kurlyandskaya, J. Magn. Magn.Mater. V. 321, P. 659–662 (2009).
 [4] M.E. McHenry, M.A. Willard, D.E. Laughlin, Prog. Mater.Sci. V. 44, P. 291–433 (1999).

HEAT TREATMENT INDUCED CRYSTALLIZATION IN FINEMET FILM**Mikhailitsyna E.A.* , Kataev V.A., Kudyukov E.V. and Lepalovskij V.N.***Ural Federal University, 620000, Ekaterinburg, Russia***e-mail: evgenia.mihalitsyna@urfu.ru***ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ПРОЦЕСС КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ FINEMET****Михалицына Е.А.* , Катаев В.А., Кудюков Е.В. и Лепаловский В.Н.***Уральский федеральный университет им Б.Н. Ельцина, 620000, Екатеринбург, Россия***e-mail: evgenia.mihalitsyna@urfu.ru*

Тонкие магнитные пленки являются основной функциональной средой устройств микроэлектроники. Технологический процесс и потребность в миниатюризации устройств обуславливает непрерывный поиск новых магнитных материалов для их практической реализации в виде тонких пленок.

В области магнитомягких материалов системы типа Fe-Nb-Cu-Si-B (Finemet) обращают на себя внимание как среда, обладающая высокими значениями индукции насыщения, начальной магнитной проницаемости, удельного электросопротивления [1]. Известно, что наилучшие магнитные свойства данных сплавов достигаются в результате термообработки изначально рентгеноаморфного состояния, когда формируется структура кристаллических зерен размером 10–15 нм, расположенных в остаточной аморфной матрице. Очевидно, что магнитные свойства тонких пленок сплавов этого типа также будут зависеть от особенностей их структурного состояния [2,3].

Пленки $Fe_{73,5}Nb_3Cu_1Si_{13,5}B_9$ толщиной 200 нм были получены методом высокочастотного ионно-плазменного напыления. Пленки осаждались на стеклянные подложки Corning в атмосфере аргона, в присутствии внешнего магнитного поля напряженностью 100 Э. Термообработка образцов пленок проводилась при температурах 350, 400, 420 и 500 °С в течение 30 минут, а также при температуре 450 °С – 10, 20 и 30 минут.

Согласно результатам рентгеноструктурного анализа, пленки вплоть до температуры отжига 420 °С находятся в рентгеноаморфном состоянии. После термообработки при 420 °С формируются зерна размером 16 ± 6 нм, доля которых составляет около 5 %, тогда как после отжига при 500 °С уже весь объем пленки занят зернами такого размера. Таким образом, уже на ранних этапах кристаллизации формируются большие зерна, размер которых не меняется с увеличением температуры термообработки, а лишь увеличивается их доля.

Варьирование времени выдержки при температуре 450 °С не оказало заметного влияния на структурные превращения в пленках. Размер зерен также составил 16 ± 6 нм, а доля зерен изменялась в зависимости от времени как 10 минут – 11 %, 20 минут – 22 %, 30 минут – 22 %.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00221.

[1] Y. Yoshizawa, S. Oguma, and K. Yamauchi, Journ. Appl. Phys. V.64, N. 10. P. 6044-6046 (1988).

[2] E.A. Mikhailitsyna, V.A. Kataev, A. Larrañaga, V. N. Lepalovskij, and A. P. Turygin, Journ. Magn. Magn. Mater. V.415. P. 61-65 (2016).

MAGNETIZATION DISTRIBUTION AND MAXIMUM MAGNETIC PERMEABILITY OF AMORPHOUS ALLOY Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B WITH POLYMERIC COATING

**Skulkina N.A.^{1*}, Ivanov O.A.¹, Mazeeva A.K.², Kuznetsov P.A.²,
Chekis V.I.¹ and Denisov N.D.¹**

¹Ural Federal University, 620000, Yekaterinburg, Russia

²NRC «Kurchatov Institute» – CRISM «Prometey», 191015, St.Petersburg, Russia

*e-mail: nadezhda-skulkina@urfu.ru

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ И МАКСИМАЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ АМОРФНОГО СПЛАВА Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B С ПОЛИМЕРНЫМ ПОКРЫТИЕМ

**Скулкина Н.А.^{1*}, Иванов О.А.¹, Мазеева А.К.², Кузнецов П.А.²,
Чекис В.И.¹, Денисов Н.Д.¹**

¹Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт» – ЦНИИ КМ «Прометей», 191015,

Санкт-Петербург, Россия

e-mail: nadezhda-skulkina@urfu.ru

Ленты аморфных магнитомягких сплавов на основе кобальта используются в магнитном экранировании, поскольку они обладают близкой к нулю магнитоотрицательной насыщения и высокими значениями максимальной магнитной проницаемости. Изготовление магнитного экрана, разработанного в ЦНИИ КМ «Прометей», зачастую предполагает формирование на поверхности ленты склеивающего полимерного (ПЭТФ) покрытия. Оно формируется в интервале температур 90 – 130 °С в присутствии прессующего давления. Вследствие усадки покрытие индуцирует плоские сжимающие напряжения и оказывает воздействие, противоположное прессующему давлению [1]. Влияние полимерного покрытия на магнитные свойства зависит от нескольких факторов, например, таких как состояние ленты и знак магнитоотрицательной насыщения в этом состоянии, условий формирования покрытия. В настоящей работе исследовали влияние полимерного покрытия и температуры его формирования на распределение намагниченности и магнитные свойства лент аморфного магнитомягкого сплава АМАГ-172 (Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B) в состояниях с разными знаками магнитоотрицательной насыщения. В исходном (закаленном) состоянии ленты исследуемого сплава обладают небольшими отрицательными значениями магнитоотрицательной насыщения. Исследование проводили на образцах в форме полос, размерами 100x10x0,020 мм. Кривые намагничивания измеряли индукционно-импульсным методом с погрешностью измерения магнитной индукции и поля не превышающей 2%, максимальной магнитной проницаемости – 3%. Относительный объем доменов с ортогональной намагниченностью ($V_{\text{орт}}$) определяли при помощи корреляционной зависимости между максимальными значениями остаточной индукции и объема доменов с ортогональной намагниченностью, полученной с помощью мессбауэровских исследований с погрешностью не более 5% [2,3]. Знак магнитоотрицательной насыщения определяли при помощи обработки поверхности ленты водой [4]. Результаты исследования показали, что термообработка на воздухе при 370 и 380 °С с длительностью изотермической выдержки $\tau = 10$ мин. приводит к формированию состояния с $\lambda_s < 0$, в то

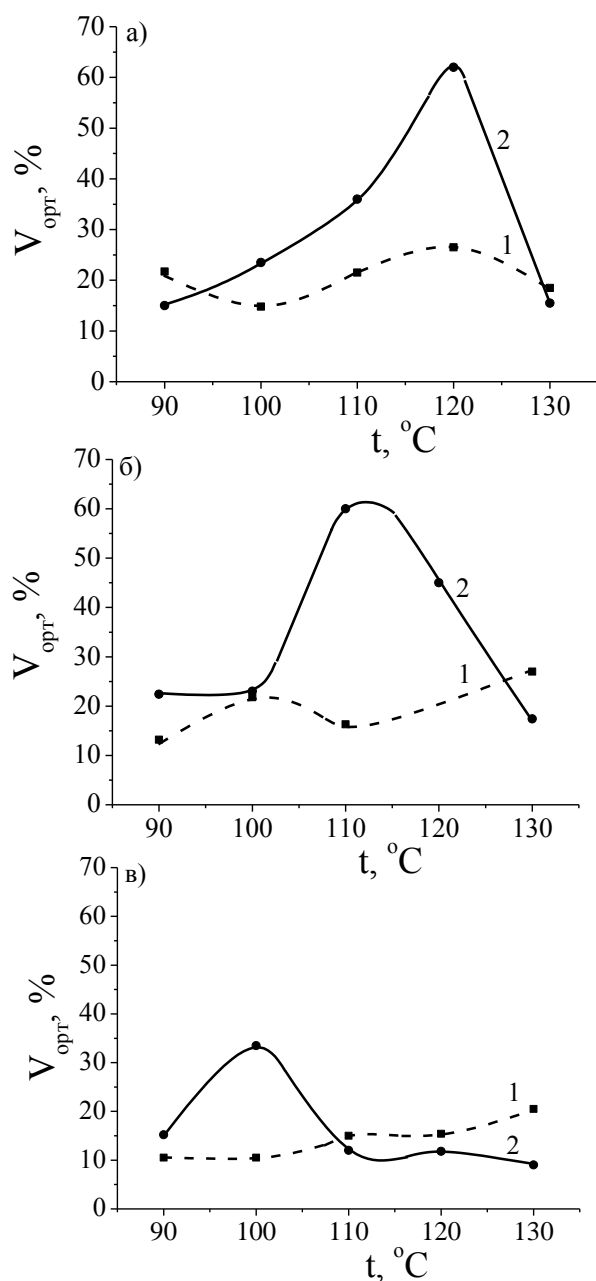


Рис. 1. Влияние прессующего давления и полимерного покрытия (кривые 1 и 2 соответственно) на объем доменов с ортогональной намагниченностью в образцах аморфного сплава Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B после термообработок на воздухе при 370 (а), 380 (б) и 300 °С (в) с длительностью изотермической выдержки 10 (а,б) и 60 мин (в).

время как после отжига при 300 °С с $\tau = 60$ мин формируется состояние с $\lambda_s > 0$ [2]. Покрытие, формируемое в интервале температур 90 - 130 °С в течение 7 мин, оказывает неоднозначное влияние на распределение намагниченности. Существуют интервалы температур, при которых индуцируемые покрытием сжимающие напряжения как увеличивают, так и уменьшают объем доменов с ортогональной намагниченностью, что соответствует формированию состояний с разными знаками λ_s (рис. 1). Повышение степени протекания диффузионных процессов вариацией параметров термообработки и формирования покрытия способствует сдвигу максимума на зависимости $V_{орт}$ от температуры формирования покрытия в область более низких температур. Исследования показали, что формирование покрытия не способствует повышению μ_{max} . В наших случаях полученные значения μ_{max} находятся в интервале 200000–350000 и зависят от температуры формирования. Причины уменьшения μ_{max} в ленте с покрытием могут заключаться, например, в повышении уровня внутренних напряжений, реакции состояния материала на этот фактор, обусловленного величиной и знаком λ_s , стабилизации границ доменов с планарной намагниченностью доменами с ортогональной намагниченностью [1].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект 3.6121.2017/8.9

- [1]. Н.А. Скулкина, О.А.Иванов, А.К. Мазеева, П.А. Кузнецов, Е.А. Степанова, О.В. Блинова, Е.А. Михалицына, Н.Д. Денисов, В.И. Чекис, ФММ. Т.118, № 12. С. 1248-1256 (2017).
 [2]. Н.А.Скулкина, О.А.Иванов, Е.А. Степанова, Изв. АН, сер. физ. Т.65, №10. С.1483-1486 (2001).
 [3]. Н.А.Скулкина, О.А.Иванов, А.К. Мазеева, П.А. Кузнецов, Е.А. Степанова, О.В. Блинова, Е.А. Михалицына, ФММ. Т.119, №.2. С. 137-143 (2018).
 [4]. Н.А.Скулкина, О.А.Иванов, Е.А. Степанова, О.В. Блинова, П.А. Кузнецов, А.К. Мазеева, ФММ. Т.117, № 10. С. 1015-1022 (2016).

MAGNETIC CHARACTERISTICS OF Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B AMORPHOUS SOFT MAGNETIC ALLOY WITH POLYMER COATING AND THEIR CHANGE OVER TIME

**Skulkina N.A.^{1*}, Ivanov O.A.¹, Mazeeva A.K.², Kuznetsov P.A.²,
Chekis V.I.¹ and Denisov N.D.¹**

¹*Ural Federal University, 620000, Yekaterinburg, Russia*

²*NRC «Kurchatov Institute» – CRISM «Prometey», 191015, St.Petersburg, Russia*

**e-mail: nadezhda-skulkina@yandex.ru*

МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АМОРФНОГО МАГНИТОМЯГКОГО СПЛАВА Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B С ПОЛИМЕРНЫМ ПОКРЫТИЕМ И ИХ ИЗМЕНЕНИЕ С ТЕЧЕНИЕМ ВРЕМЕНИ

**Скулкина Н.А.^{1*}, Иванов О.А.¹, Мазеева А.К.², Кузнецов П.А.²,
Чекис В.И.¹, Денисов Н.Д.¹**

¹*Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, Россия*

²*НИЦ «Курчатовский институт» – ЦНИИ КМ «Прометей», 191015,*

Санкт-Петербург, Россия

e-mail: nadezhda-skulkina@yandex.ru

Использование лент аморфных магнитомягких сплавов в магнитном экранировании предполагает формирование на их поверхности защитных покрытий. Изготовление разработанного в ЦНИИ КМ «Прометей» магнитного экрана предусматривает нанесение в интервале температур 90 – 130 °С на поверхность ленты склеивающего полимерного (ПЭТФ) покрытия в присутствии прессующего давления. Такое покрытие оказывает влияние на магнитные характеристики, так как индуцирует плоские сжимающие напряжения, которые частично нивелируют действие прессующего давления [1]. Исследования показали, что формирование полимерного покрытия на поверхности ленты аморфного сплава Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B вследствие повышения уровня внутренних напряжений не способствует увеличению μ_{\max} , тем не менее, позволяет получать ленту с покрытием, обладающую достаточно высокими значениями максимальной магнитной проницаемости. В настоящей работе исследовали изменение магнитных характеристик сплава Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B с полимерным покрытием на протяжении 2 лет, поскольку их временная стабильность является важным фактором при эксплуатации магнитных экранов. Исследование проводили на образцах в форме полос, размерами 100x10x0,020 мм. Относительный объем доменов с ортогональной намагниченностью ($V_{\text{орт}}$) определяли при помощи корреляционной зависимости между максимальными значениями остаточной индукции и объема доменов с ортогональной намагниченностью, полученной с помощью мессбауэровских исследований с погрешностью не более 5% [2,3]. Погрешность измерения магнитной проницаемости не превышала 3%. Знак магнитострикции насыщения определяли при помощи обработки поверхности ленты водой [4]. Для отделения влияния прессующего давления на магнитные характеристики от соответствующего воздействия покрытия с образцами проводили те же операции, но без его нанесения. После термообработки (ТО) при 300 °С с изотермической выдержкой $\tau=60$ мин формируется состояние с $\lambda_s > 0$, а после ТО при 370 °С с $\tau=10$ мин - $\lambda_s < 0$.

Диффузионные процессы, протекающие при температуре формирования покрытия, способствуют изменению состояния ленты и знака λ_s . Формирование покрытия после ТО при 300 °С не приводит к изменению знака λ_s при температурах 90 – 110 °С и вызывает его изменение в интервале температур 110 – 130 °С. После ТО при 370 °С состояние с $\lambda_s < 0$ в ленте с покрытием наблюдается при 90 и 130 °С, а остальные температуры формирования покрытия изменяют знак λ_s с отрицательного на положительный. С течением времени в интервале температур 110 – 130 °С состояние с $\lambda_s < 0$ сохраняется в ленте с покрытием после ТО 300 °С, и такое же состояние формируется в результате протекания диффузионных процессов при комнатной температуре в ленте с покрытием после ТО при 370 °С. Повышение роли объемной компоненты растягивающих напряжений в результате увеличения толщины поверхностного аморфно-кристаллического слоя способствует снижению $V_{орт}$ и повышению максимальной магнитной проницаемости с течением времени в обоих случаях (рис.1а и б). В ленте с покрытием, сформированном при 90 – 110 °С, с течением времени знак λ_s изменяется на положительный и этот фактор является также причиной уменьшения μ_{max} со временем. В ленте с покрытием после ТО при 300 °С уменьшение $V_{орт}$ и повышение μ_{max} при температурах ниже 110 °С может быть связано с уменьшением величины положительной магнитострикции насыщения вследствие изменения структурно-фазового состояния с течением времени и усилением роли энергии анизотропии формы.

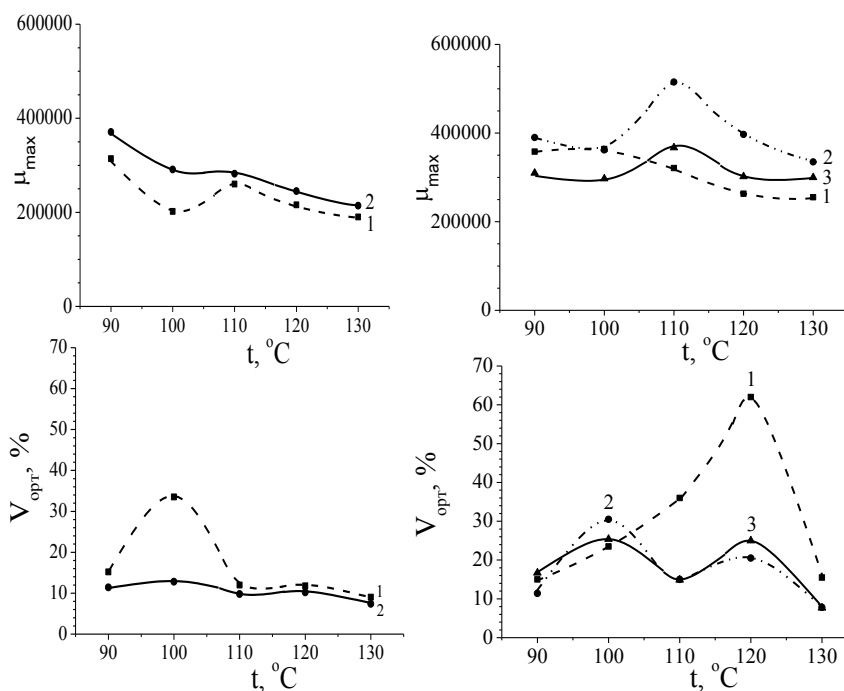


Рис.1. Зависимости максимальной магнитной проницаемости (а, б) и объема доменов с ортогональной намагниченностью (в, г) от температуры нанесения полимерного покрытия на ленте сплава Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B после термообработок при 300 °С с длительностью изотермической выдержки $\tau=60$ мин (а, в) и 370 °С, $\tau=10$ мин (б, г), формирующих состояния с λ_s больше (а, в) и меньше (б, г) нуля, непосредственно после термообработки и через 1 и 2 года (кривые 1, 2 и 3 соответственно).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект 3.6121.2017/8.9

[1]. Н.А. Скулкина, О.А.Иванов, А.К. Мазеева, П.А. Кузнецов, Е.А. Степанова, О.В. Блинова, Е.А. Михалицына, Н.Д. Денисов, В.И. Чекис, ФММ. Т.118, № 12. С. 1248-1256 (2017).
 [2]. Н.А.Скулкина, О.А.Иванов, Е.А. Степанова, Изв. АН, сер. физ. Т.65, №10. С.1483-1486 (2001).
 [3]. Н.А.Скулкина, О.А.Иванов, А.К. Мазеева, П.А. Кузнецов, Е.А. Степанова, О.В. Блинова, Е.А. Михалицына, ФММ. Т.119, №.2. С. 137-143 (2018).
 [4]. Н.А.Скулкина, О.А.Иванов, Е.А. Степанова, О.В. Блинова, П.А. Кузнецов, А.К. Мазеева, ФММ. Т.117, № 10. С. 1015-1022 (2016).

BULK AMORPHOUS COMPOSITE COATING
Co₅₈Ni₁₀Fe₅B₁₆Si₁₁-Al₂O₃, Co₅₈Ni₁₀Fe₅B₁₆Si₁₁-ZrO₂:
MICROSTRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES

**Denisova E.A.^{1,2*}, Komogortsev S.V.¹, Iskhakov R.S.¹, Nemtsev I.V.³,
 Kuzovnikova L.A.⁴, Telegin S.V.⁵, Yurkin G. Yu.^{1,2} and Shepeta N.A.²**

¹*Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

²*Siberian Federal University, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

³*Federal Research Center KSC SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

⁴*Krasnoyarsk Institute of Railways Transport, 660028, Krasnoyarsk, Russia*

⁵*Reshetnev Siberian State University of Science and Technology, 662971, Krasnoyarsk, Russia*

* e-mail: len-den@iph.krasn.ru

ОБЪЕМНЫЕ АМОРФНЫЕ КОМПОЗИЦИОННЫЕ
ПОКРЫТИЯ Co₅₈Ni₁₀Fe₅B₁₆Si₁₁-Al₂O₃, Co₅₈Ni₁₀Fe₅B₁₆Si₁₁-ZrO₂:
МИКРОСТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

**Денисова Е.А.^{1,2*}, Комогорцев С.В.¹, Исхаков Р.С.¹, Немцев И.В.³,
Кузовникова Л.А.⁴, Телегин С.В.⁵, Г.Ю. Юркин^{1,2}, Шепета Н.А.²**

¹*Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КИЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

²*Сибирский федеральный университет, 660036, Красноярск, Россия*

³*КИЦ СО РАН, ФИЦ КИЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

⁴*Красноярский институт железнодорожного транспорта филиал ИрГУПС, 660028,
 Красноярск, Россия*

⁵*Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М.Ф.
 Решетнева, 662971, Красноярск, Россия*

* e-mail: len-den@iph.krasn.ru

Метод плазменного напыления при создании объемных аморфных и наноструктурированных материалов имеет ряд преимуществ, так как позволяет наносить покрытия на изделия сложной формы. Плазменное напыление покрытий позволяет формировать материалы в аморфном и наноструктурном состоянии за счет ограничения времени пребывания напыляемых частиц в расплавленном состоянии и высоких скоростей их охлаждения на подложке до 10⁸ К/с. Изготовление композиционных покрытий позволяет уменьшить потери на вихревые токи с остающимися неизменными функциональными свойствами. Данная работа посвящена изучению структуры и магнитных характеристик объемных аморфных и наноструктурированных композиционных сплавов на основе Co₅₈Ni₁₀Fe₅B₁₆Si₁₁, полученных плазменным напылением.

Ранее было установлено, что наилучший уровень магнитных характеристик сплавов на основе кобальта для экранирования электро-магнитного излучения может быть получен в случае определенного соотношения аморфной и нанокристаллической фаз в материале. Такая аморфно-кристаллическая структура может быть получена несколькими методами: либо при нагреве аморфного сплава, либо на ранних стадиях кристаллизации в условиях резкого охлаждения расплава. В нашей работе использованы оба подхода: изучена модификация структуры и магнитных характеристик объемных наноструктурированных сплавов Co₅₈Ni₁₀Fe₅B₁₆Si₁₁, при изменении скорости закалки покрытий и под воздействием термообработки первоначально аморфного сплава. Скорость закалки изменялась посредством

варьирования температуры подложки (T_s) от 20°C до 400°C. Термообработка проводилась в течение 30 минут в атмосфере аргона.

Полученные образцы исследовались методами электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. На рис. 1 представлено РЭМ изображение композиционных покрытий и EDX-карта распределения элементов в них. Установлено, при температуре отжига ($T_{от}$) или температуре подложки менее 400°C композиционные покрытия на основе сплава $Co_{58}Ni_{10}Fe_5B_{16}Si_{11}$ остаются рентгеноаморфными. Магнитофазовый анализ проводился по термомагнитным кривым. Обнаружено, что сплав $Co_{58}Ni_{10}Fe_5B_{16}Si_{11}$ в аморфном состоянии во всех типах объемных материалов представляет собой гетерофазную систему, в которой фаза 1 с температурой Кюри $T_{C1}=550K$ является матрицей с объемной долей 90%, с включениями фазы 2 с $T_{C2}=840K$. При повышении $T_{от}$ до 400 °C происходит инверсия матрицы. Выделение дополнительной фазы с $T_{C3}=640K$ при $T_{от}=300°C$ приводит к увеличению магнитной проницаемости до $20 \cdot 10^3$ и уменьшению коэрцитивной силы до 0,1Э.

Установлено, что наблюдаемые в аморфном сплаве $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ фазовые превращения в композиционном покрытии происходят при тех же температурах отжига.

Методом корреляционной магнитометрии определены характеристики микромагнитной структуры композиционных покрытий (размер стохастического магнитного домена R_L , величина средней анизотропии в этой области $\langle H_a \rangle$, величина локальной анизотропии зерна H_a , средний размер зерен R_c и степень их анизотропии. Исследована кинетика фазового превращения по величине поля локальной анизотропии, определена энергия активации $E_a=2,8$ эв. Изготовление композиционных покрытий $Co_{58}Ni_{10}Fe_5B_{16}Si_{11}-Al_2O_3$, $Co_{58}Ni_{10}Fe_5B_{16}Si_{11}-ZrO_2$, в которых слои металла разделены слоями диэлектрика, позволило увеличить электросопротивление покрытия в несколько раз, что снижает потери на вихревые токи и сдвигает границу рабочих частот в мегагерцовый диапазон. Определены режимы плазменного напыления, позволяющие изготавливать объемные аморфные или нанокристаллические материалы с сохранением структуры и основных магнитных характеристик исходных порошков.

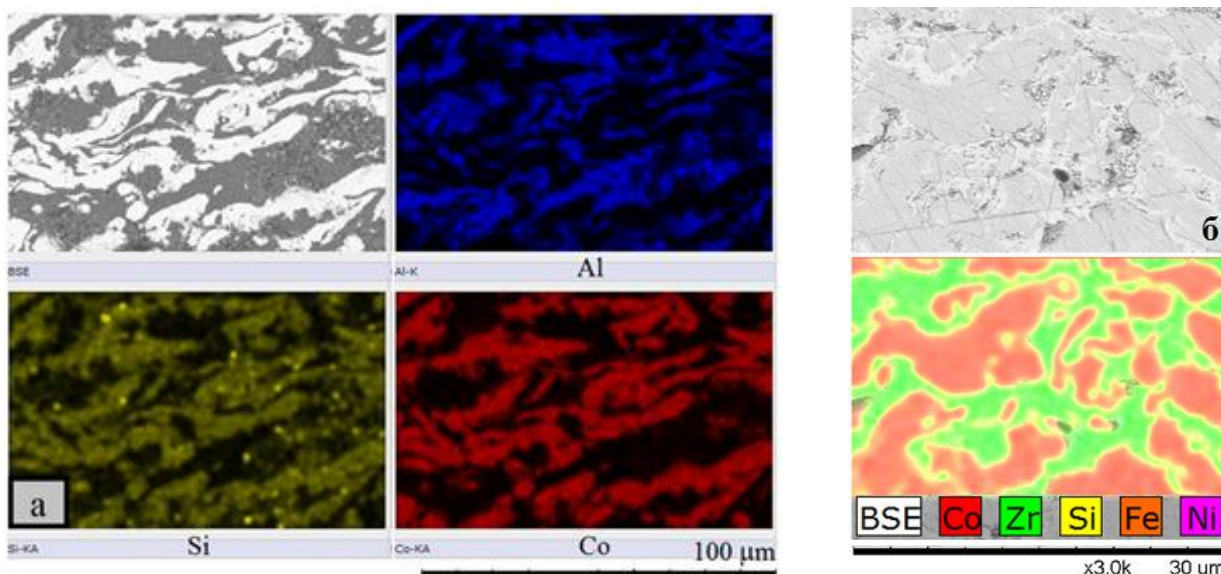


Рис.1. РЭМ – изображения композиционных покрытий $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}-Al_2O_3$ (а), $Co_{58}Ni_{10}Fe_5B_{16}Si_{11}-ZrO_2$ (б) и EDX карты распределения элементов в покрытиях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 18-42-240002

CRITICAL STUDY ON THE MAGNETIC PROPERTIES OF FE BASED AMORPHOUS RIBBONS

E. A. Golygin¹, Y. S. Chen², J. G. Lin², A. A. Gavriluk¹, N. V. Morozova¹

¹*Department of Physics, Irkutsk State University, Irkutsk, 664003, Russia*

²*Center for condensed matter sciences, National Taiwan University, Taipei 10617, Taiwan*

**e-mail: egolygin2011@gmail.com*

Amorphous Fe-based metals are promising materials for the applications in modern industry. These materials have a variety of unique properties, such as high magnetostriction value, low coercive force, high permeability, and strong fatigue resistance. Due to their unique properties these materials can be used as sensing elements of magnetic field sensors and deformations sensors. Nowadays the industry often requires various device functions in aggressive environments, such as corrosive environment (acid, alkali) and high temperature conditions. The problem of the temperature stability of amorphous metal alloys is still vital and urgent, in view of the fact that the effect of temperature has a serious and negative effect on the magnetic, magnetoelastic and strength characteristics of materials due to the onset of crystallization. Due to these requirements, a critical study is important for the influence of highly corrosive environments on the temperature stability of the Fe-based metal ribbons [1].

The major mechanisms to improve the magnetic and magnetoelastic are the relaxation of internal stresses and the inducing of uniaxial anisotropy by magnetic field or/and mechanical stresses. Pre-treatment in acid can also affect strongly on the properties of Fe-based ribbons. It changes the surface and the composition of samples, because of different chemical reaction with different metals (Cr, Co, Fe). With increasing the acid treatment time, the saturation field value is greatly reduced, and the ΔE -effect is still observed at large magnetic fields at an etching time of 30 minutes. With increasing the etching time, the maximum value of the field decreases. The dependence is observed for all temperature range of pre-treatment with magnetic field and temperature.

It is hard to control parameters of acid treatment due to the in-homogenous surface of initial ribbons, produced with spin-melting technique. The composition of samples (for example, with Cr or without), the treatments conditions and the treatments sequence (for example, acid after thermomagnetic treatment or before) can affect strongly on magnetization, magnetoelastic properties, and magnetic anisotropy.

By varying the parameters of the chemical, thermal and magnetic treatments, and correctly tuning the composition of amorphous metal alloy, it is possible to achieve a high stability of the field dependences of optimal magneto-elasticity and magneto-impedance against different time duration of exposure to the high corrosive environment. On the other hand, the pre-controlled acid treatment of amorphous metal alloys may allow the production of materials with predetermined magneto-elastic modulus.

Our previous work showed that FMR was a highly effective technique to correlate the post-treatment conditions with the magnetic anisotropy and magnetic properties in amorphous ribbons [2]. It is difficult to determine the magnetic anisotropy with the conventional magnetometers such as VSM (Vibrating Sample Magnetometer) or SQUID (Superconducting Quantum Interference Device). On the other hand, the technique of ferromagnetic resonance (FMR) could detect the dynamic magnetization motion and the minor static phases with a higher sensitivity compared with VSM or SQUID.

This work was supported by the Goszadanie of Russian Federation (Project № 3.1941.2017/Pch), MOST 105-2112-M-002-010-MY3 (Ministry of Science and Technology of R. O. C.).

[1] A.A. Gavriluk, A.L. Semenov, E.A. Golygin, A.R. Gafarov, A.A. Zinchenko. *The Physics of Metals and Metallography*, Vol. 114, No. 4, pp. 295–298 (2013).

[2] Y.S. Chen, E.A. Golygin, A.A. Gavriluk, J.G. Lin. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 461, pp. 106-110.

DOMAIN WALL MOTION IN GEOMETRICALLY CONFINED SPIN STRUCTURES**Richter K.^{1,3*}, Thiaville A.² and Varga R.¹**¹*University of Pavol Jozef Safarik, 040 01 Kosice, Slovakia*²*Universite Paris Sud XI, 914 00, Orsay, France*³*Neel Institute, CNRS, 38 000, Grenoble, France***e-mail: kornel.richter@gmail.com*

Thin cylindrical wires attract considerable attention due to the interesting features of domain wall motion like absence of the Walker breakdown that makes possible to reach very high domain wall velocities [1]. While several experimental techniques allow for well controllable deposition of magnetic structures with complex geometries [2], a reliable determination of the surface magnetization usually meets several obstacles in case of samples with curved surface. Here, we provide a full analytical calculation of the Magneto-Optical Kerr Effect (MOKE) contrast for cylinders with reduced diameter. It is shown that the cylindrical shape of sample surface gives rise to a spatial distribution of the planes of incidence that are all tilted each to other [3]. Such mutual orientation of incident rays in combination with circumferential dependence of a local angle of incidence gives rise to apparent magneto-optical contrasts [3,4] that cannot be interpreted well without considering the curved surface of a cylinder. Theoretical calculations [3] are tested experimentally on amorphous glass-coated microwires with well-defined cylindrical shape. Finally, we use our framework to study the shape of domain wall in FeSiB microwire characterized by very fast domain wall propagation that can reach up to several km/s. Our results show that a domain wall has tilted structure in these wires, which partially explains such high velocities.

Ferromagnetic nanorings are promising candidate for a development of future spintronic devices based on domain wall propagation, where domain walls are used to transfer [5] and store [6] information. A key-prerequisite for their high functional stability is a stable domain wall with a well-controllable velocity. In turn, the DW propagation in symmetric ring is characterized by non-constant DW velocity even it is driven by rotating field of constant amplitude [7]. Such a behavior is attributed to intrinsic and extrinsic effects such as spin structure transformations and pinning. Here, we examine ferromagnetic rings, where domain wall velocity is controlled on a local scale by variations of DW potential landscape via non-homogeneous ring width.

Observation of domain wall motion in rotating magnetic fields reveals that the phase shift between the direction of magnetic field and domain wall position is strongly related to the asymmetric shape of the sample, namely, the varying ring width. In addition, the asymmetric shape of the sample give rise to the presence of DW motion that occurs even without the presence of external magnetic field (i.e. automotion). Such effect can be understood in terms of the minimization of total energy. Micromagnetical simulations support our experimental data analysis.

[1] M. Yan, et al., Phys. Rev. Lett. 104, 057201 (2010).

[2] A. Fernández-Pacheco, et al., Sci. Rep. 3, 1492 (2013).

[3] K. Richter, et al., Phys. Rev.B 96, 064421 (2017).

[4] K. Richter, et al., IEEE Trans. Magn. 50, 2501404 (2014).

[5] D. A. alwood, et. al., Science 309, 1688 (2005).

[6] S. Jain, et. al., IEEE Trans. Magn. 46, 1595, (2010).

[7] A. Bisig, et al., Nat. Comm. 4, 2328 (2013).

POSTER SESSION

PD. NANOMAGNETISM AND NANOSTRUCTURE

MAGNETIC FIELD DEPENDENT PHOTOVOLTAIC EFFECT IN MN/SiO₂/N-SI HYBRID STRUCTURE

Rautskii M.V.¹, Shanidze L.V.^{1,2}, Lukyanenko A.V.^{1,2}, Smolyakov D.A.¹, Tarasov I.A.¹,
Varmakov S.N.¹, Ovchinnikov S.G.¹, Bondarev I.A.^{1,2*}

¹Kirensky Institute of Physics FRC KRC SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia

²Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia

*e-mail: bia@iph.krasn.ru

МАГНИТОЗАВИСИМЫЙ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЕ MN/SiO₂/N-SI

Рауцкий М.В.¹, Шанидзе Л.В.^{1,2}, Лукьяненко А.В.^{1,2}, Смоляков Д.А., Тарасов
И.А.¹, Варнаков С.Н.¹, Овчинников С.Г.¹, Бондарев И.А.^{1,2*}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КИЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия

²Сибирский государственный университет, 660041, Красноярск, Россия

*e-mail: bia@iph.krasn.ru

Данная работа посвящена исследованию магнитного транспорта в гибридной структуре Mn/SiO₂/p-Si в условиях оптического облучения (латеральный фотовольтаический эффект).

Исследуемая структура была изготовлена на монокристаллической подложке Si(001) n-типа. Слой SiO₂ толщиной 1.5 нм был сформирован на подложке методом химического травления. Марганцевая пленка толщиной 15 нм была напылена методом молекулярно-лучевой эпитаксии при комнатной температуре.

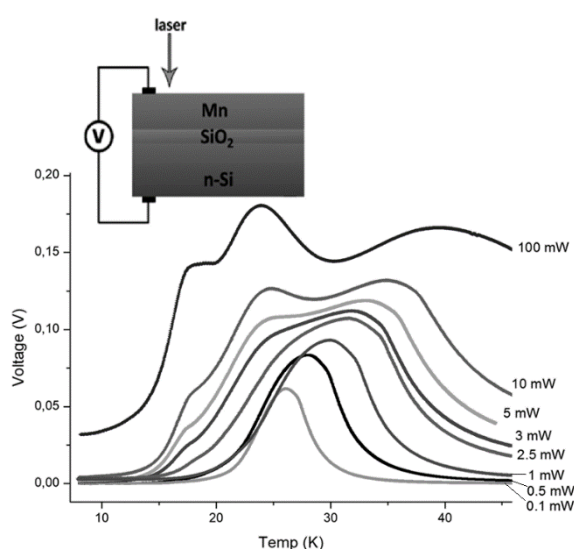


Рис.1. Зависимость фотонапряжения от температуры, при различных мощностях лазера ($\lambda=809$ нм).

Зависимость фотонапряжения от температуры представлена на рисунке 1. Наблюдаемые пики по-разному зависят от внешних условий (мощность и длина волны лазера, магнитное поле). Природа некоторых пиков обусловлена поверхностными центрами на границе раздела диэлектрик/полупроводник [1].

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-32-00035.

[1] N.V. Volkov, A.S.Tarasov, M.V. Rautskii, et. al., Magneto-transport phenomena in metal/SiO₂/n (p)-Si hybrid structures, J. Magn. Magn. Mater. (2017).

**COMPOSITION OF CARBON ENCAPSULATED NANOPARTICLES
Me@C (Me = Fe, Ni) PROBED BY ^{57}Fe , ^{61}Ni NMR**

Germov A. Yu.*, Mikhalev K. N., Uimin M. A., Yermakov A. E., Konev A. S., Gaviko V. S.

*Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch, Russian Academy of Sciences, 620108,
Yekaterinburg, Russian Federation*

**e-mail: germov@imp.uran.ru*

**СОСТАВ НАНОЧАСТИЦ Me@C (Me = Fe, Ni) С УГЛЕРОДНОЙ
ОБОЛОЧКОЙ ПО ДАННЫМ ЯМР ^{57}Fe , ^{61}Ni**

Гермов А. Ю.*, Михалёв К. Н., Уймин М. А., Ермаков А. Е., Конев А. С., Гавико В. С.

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки институт физики металлов
им. М.Н.Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, Россия*

**e-mail: germov@imp.uran.ru*

Возрастающий интерес к магнитным наноматериалам обусловлен их уникальными свойствами: суперпарамагнетизм, большое отношение площади поверхности к объёму, большая поверхностная энергия [1]. В частности, магнитные наноматериалы 3d-элементов группы железа представляют особый интерес благодаря большой величине намагниченности насыщения, низкой коэрцитивной силы, возможности использования этих наноматериалов в биологии, медицине, спинтронике и наноэлектронике. Углеродная оболочка обеспечивает химическую инертность материала (защита от окисления или гидролиза), а также совместимость с биологическими тканями.

Используемые для исследования структуры наночастиц традиционные экспериментальные методы, такие как рентгеновская, нейтронная дифракция, оказываются малоэффективными при размерах частиц порядка 10 нм. Результаты мёссбауэровской гамма-резонансной спектроскопии дают оценки фазового состава в образцах на основе железа, но внедрение железа в наночастицы никеля для наблюдения ЯГР сигнала не позволяет отделить карбиды от металл-углеродных комплексов [2]. Наиболее эффективными при исследованиях наноструктур оказываются другие локальные методы, в частности, метод ЯМР [3].

В данной работе для наночастиц в углеродной оболочке Fe@C, Ni@C, со средним размером частиц 7 нм и 4 нм, соответственно, мы зарегистрировали и проанализировали спектры ЯМР ^{57}Fe , ^{61}Ni в нулевом внешнем магнитном поле при температуре $T = 4.2$ К.

Согласно ЯМР данным в этих частицах присутствуют фазы чистого металла Fe в Fe@C и Ni в Ni@C, а также карбидов соответствующих элементов Me_3C (Me = Fe, Ni), которые зачастую не проявляются на рентгенограммах и восприимчивости [3]. Определены значения сверхтонких полей на ядрах ^{57}Fe , ^{61}Ni в вышеперечисленных фазах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 16-02-00416.

[1] D. L. Leslie-Pelecky, R. D. Rieke. *Chemistry of Materials*. V. 8, P. 1770–1783 (1996).

[2] V.A. Tsurin, A. Y. Yermakov, M. A. Uimin, A. A. Mysik, N. N. Shchegoleva, V.S. Gaviko, V.V. Maikov. *Physics of the Solid State*. V. 56, P. 287 (2014)

[3] K. N. Mikhalev, A. Yu. Germov, M. A. Uimin, A.E. Yermakov, A. S. Konev, S. I. Novikov, V. S. Gaviko, Yu. S. Ponosov. *Material Research Express*. V. 5, P. 055033 (2018).

MAGNETIZATION REVERSAL IN NANOSTRUCTURED FILMS WITH PERPENDICULAR ANISOTROPY AT PRESENCE OF SELF-ORGANIZED DEFECT LATTICES

Kulesh N.^{1,2}, **Grinina Z.**^{1*}, **Bolyachkin A.**¹, **Lepalovskij V.**¹, **Vas'kovskiy V.**¹, **Vázquez M.**^{1,2}

¹ *Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia*

² *Institute of Materials Science of Madrid, CSIC, 28049, Madrid, Spain*

**e-mail: zlatagrinina@ya.ru*

Introduction of periodically arranged nanoscale defects in thin magnetic films became an important topic of research due to the possibility to gain an advanced control over magnetization processes at the nanoscale. Such control is especially important considering the existing demand for new classes of materials ranging from a media for ultra-high density magnetic recording to two-dimensional magnonic crystals. In this work we used anodic alumina substrates with self-assembled nanoscale defect lattices to transfer the structural order to the magnetic film, which is one of the simplest yet effective bottom-up approaches. As a primary magnetic material, we considered amorphous ferrimagnetic Tb-Co alloy, which is known for its strong perpendicular anisotropy and the ability to induce an exchange bias in the adjoining ferromagnetic layers [1,2]. As magnetic anisotropy in TbCo films is rather difficult to analyze, we employed another similar material GdCo with simpler anisotropy due to the zero orbital angular moment of Gd atoms.

TbCo and GdCo films with perpendicular anisotropy were synthesized with three types of patterning: flat antidot, antidot with self-organized ripple, and nanohills. For synthesizing corresponding samples, we deposited 30 nm thick films onto the polished or as-prepared surface (for flat and rippled antidot lattice respectively) or onto the barrier layer (nanohills lattice) of anodic alumina substrates [3] by magnetron sputtering at presence of 250 Oe magnetic field parallel to the films' plane. High-resolution Kerr microscopy was used for extracting vectorial information as well as for observation of the magnetic domain structure. For high-field measurements, SQUID magnetometer was employed.

Almost all out-of-plane hysteresis loops measured for TbCo and GdCo nanostructured films had rectangular shape indicating strong perpendicular anisotropy (except for GdCo rippled antidot). In-plane hysteresis loops measured on continuous TbCo film indicated the in-plane anisotropy component induced in the direction parallel to the technological field applied during the deposition, which disappeared for nanostructured samples. As expected, for all GdCo samples no in-plane anisotropy was detected. The role of nanoscale defect lattice in the formation of hysteresis properties and magnetic anisotropy (in-plane and out-of-plane components) was analyzed using OOMMF micromagnetic software with realistic material parameters. Samples geometry was reproduced using the atomic force microscopy data.

This work was supported by RFBR (research project No. 18-32-00220) and the President of Russian Federation grant for young scientists (Contract 14.Y30.18.1891-MK).

[1] M.H. Tang, Z. Zhang, et al., *Scient. Rep.* 5, a.n. 10863 (2015).

[2] Kulesh N., Balymov K., et al., *JMMM* 415, P. 57-60 (2016).

[3] W. Lee, S.-J. Park, *Chem. Rev.* V.114(15). P. 7487-7556 (2014).

MICROSTRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES OF WIRES BASED ON 3-d METALS WITH GRADIENT OF COMPOSITION**Denisova E.A.^{1,2*}, Chekanova L.A.¹, Komogortsev S.V.¹, Iskhakov R.S.¹, Nemtsev I.V.³, Shepeta N.A.² and Kuzovnikova L.A.⁴**¹*Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*²*Siberian Federal University, 660036, Krasnoyarsk, Russia*³*Federal Research Center KSC SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*⁴*Krasnoyarsk Institute of Railways Transport, 660028, Krasnoyarsk, Russia*

*e-mail: len-den@iph.krasn.ru

МИКРОСТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НИТЕЙ НА ОСНОВЕ 3-d МЕТАЛЛОВ С ГРАДИЕНТОМ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕМЕНТОВ**Денисова Е.А.^{1,2*}, Чеканова Л.А.¹, Комогорцев С.В.¹, Исхаков Р.С.¹, Немцев И.В.³, Шепета Н.А.², Кузовникова Л.А.⁴**¹*Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КИЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*²*Сибирский федеральный университет, 660036, Красноярск, Россия*³*КИЦ СО РАН, ФИЦ КИЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия**Красноярский институт железнодорожного транспорта филиал ИрГУПС, 660028,**Красноярск, Россия*

*e-mail: len-den@iph.krasn.ru

В нашей работе представлены результаты исследования микроструктуры и магнитных свойств нитей на основе сплавов 3-d металлов с градиентом концентрации одного из элементов вдоль оси, мультисегментных (МС) нитей, осажденных в поры трековых мембран.

Методом химического осаждения синтезированы нити следующих составов: CoNi(P), FeCoNi(P) с градиентом концентрации Co, Fe или Ni вдоль оси нити; МС нити Co(P)/Ni(P)/Fe(P), CoNi/FeNi в порах поликарбонатных трековых мембран (ПКТМ) с диаметрами пор от 0,1 до 0,4 мкм. Для сравнения были также изготовлены однородные нити Co(P), Ni(P) и Fe(P). Полученные образцы характеризовались методами электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Исследованы интегральные (ширина линии ФМР, коэрцитивная сила) и основные (намагниченность насыщения, константа обменного взаимодействия, величина поля локальной анизотропии) магнитные характеристики синтезированных материалов. Установлено, что для всех составов нитей легкая ось намагничивания лежит вдоль оси нити. В случае монотонного изменения концентрации элементов наблюдается один пик ФМР при значительном увеличении величины ширины линии $\square H$ по сравнению с однородными нитями. Чередование слоев различного состава приводит к появлению дополнительных резонансных пиков ФМР, и так называемой, «перетяжке» на петле магнитного гистерезиса и увеличению величины коэрцитивной силы.

По результатам исследований проведен сравнительный анализ магнитных свойств градиентных и однородных материалов на основе сплавов 3 металлов. Магнитные свойства обсуждаются в рамках модели случайной магнитной анизотропии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 18-42-240002

MAGNETIC HYSTERESIS IN NANO-DOTS OF VARIOUS SHAPES: NUMERICAL STUDY

Komogortsev S.V.¹, Eroshenko P.E.^{1*} and Felk V.A.²

¹*Institute of Physics, SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

²*Reshetnev Siberian State University of Science and Technology, 660000, Krasnoyarsk, Russia*

**e-mail: eroshenkopaul@gmail.com*

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕТЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА ПЛЕНОЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ РАЗНОЙ ФОРМЫ

Комогорцев С.В.¹, Ерошенко П.Е.^{1*}, Фельк В.А.²

¹*Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

²*Сибирский государственный университет науки и технологий имени М.Ф. Решетнева, 660000, Красноярск, Россия*

**e-mail: eroshenkopaul@gmail.com*

Основным мотивом исследования малых магнитных пленочных элементов является их потенциал для приложений в устройствах обработки информации, на фоне тренда миниатюризации в данных технологиях. Современный интерес к магнетизму малых элементов проистекает также из комбинации следующих факторов: во-первых, развитие методов осаждения тонких металлических пленок; во-вторых, развитие метода литографии для структурирования металлических элементов; и, наконец, развитие новых методов магнитной характеристики, более чувствительных, не требующих продолжительных измерений, а также обладающих большим пространственным разрешением. Конфигурации намагниченности и перемагничивание в таких элементах являются центральной темой в контексте управления состояниями этих элементов магнитным полем. На фоне большого количества экспериментальных, теоретических и численных работ некоторые интересные вопросы остаются нерассмотренными. С помощью численного моделирования мы изучали перемагничивание в пленочных элементах квадратной и круглой формы. Задача решалась в среде OOMMF для плоских пластин квадратной и круглой формы. Константа обмена и намагниченность в микромагнитной проблеме соответствовали параметрам маггемита $A = 0.7 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$ and $M_s = 480 \text{ G}$. Толщина пластины составляла 5 нм, размер ячейки 5 нм. Магнитокристаллическая анизотропия отсутствовала (что допустимо для поликристаллических, либо аморфных элементов). Это позволило нам изучать эффект формы образца в чистом виде. Внешнее поле прикладывалось в плоскости пленки, для квадратного элемента вдоль одной из сторон квадрата. При изменении размера элемента от 50 до 600 нм происходит, известная ранее, смена режима однородного вращения режимом изгиба (buckling). Оказалось, что коэрцитивная сила при изменении латерального размера элемента демонстрирует качественно различное поведение для квадратного и круглого дота. Для квадратного дота превышение некоторого критического размера порождает скачкообразный рост коэрцитивности, вызванный переходом от однородного вращения к режиму перемагничивания из состояния типа buckling в состояние либо однородной намагниченности, либо также в состояние типа buckling, в то время как для круглых дотов коэрцитивная сила монотонно снижается с размером элемента.

MAGNETIC PROPERTIES OF COMPOSITES (CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}, OBTAINED AT DIFFERENT CONDITIONS OF SPRAYING**Sitnikov A.V., Babkina I.V., Makagonov V.A. and Zhilova O.V.****Voronezh State Technical University, 394026, Voronezh, Russia***e-mail: zhilova105@mail.ru***МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ (CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ РАЗНЫХ УСЛОВИЯХ НАПЫЛЕНИЯ****Ситников А.В., Бабкина И.В., Макагонов В.А., Жилова О.В.****Воронежский государственный технический университет, 394026, Воронеж, Россия***e-mail: zhilova105@mail.ru*

В работе представлены результаты исследований магнитных свойств нанокompозита (CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x} на основе сегнетоэлектрика LiNbO₃ [1].

Пленочные нанокompозиты (CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x} были получены методом ионно-лучевого распыления с использованием составной мишени Co₄₀Fe₄₀B₂₀ и LiNbO₃ [2]. Осаждение нанокompозита осуществлялось одновременно на пять ситалловых подложек. Неравномерное расположение на поверхности пластины Co₄₀Fe₄₀B₂₀ навесок из LiNbO₃ позволило в едином цикле формировать нанокompозит с различным соотношением металлической фазы в диапазоне $x = 6 - 48$ ат. %. Осаждение пленок осуществлялось в атмосфере аргона ($P_{Ar} \square 8,6 \square 10^{-4}$ Торр) и в атмосфере аргона с добавлением 3% кислорода ($PO_2 \square 2,4 \square 10^{-4}$ Торр). Толщина полученных пленок составила 3-4 мкм.

Анализ структуры полученных пленок показал наличие удлинённых кристаллических гранул CoFe. Гранулы представляют собой кристаллы сплава CoFe с ОЦК структурой. [3].

Из зависимостей действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости от состава металлической фазы можно определить порог перколяции.

До значений металлической фазы 14,5 ат.% для нанокompозита (CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}, полученного в атмосфере аргона и 16,3 ат.%, полученного в атмосфере аргона с добавлением кислорода, пленки находится в суперпарамагнитном состоянии. Увеличение действительной части магнитной проницаемости свидетельствует о наличии порога перколяции и переходе нанокompозита в ферромагнитное состояние.

Работа выполнена при поддержке РФФИ №16-42-360483p_a

[1] S. Bedanta, T. Eimuller, W. Kleemann, J. Rhensius, F. Stromberg, E. Amaladass, S. Cardoso, P.P. Freitas, Phys. Rev. Lett. 98,176601 (2007).

[2] С.А. Гриднев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней, Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах (М.: БИНОМ, Лаборатория знаний, Москва, 2012).

[3] V.A. Levanov, A.V. Emel'yanov, V.A. Demin, K.E. Nikirui, A.V. Sitnikov, S.N. Nikolaev, A.S. Vedeneev, Y.E. Kalinin, V.V. Ryl'kov. J. of Commun. Tech. and Elect. 63, 491-496 (2018).

ВЛИЯНИЕ СПИНОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА НА ПЕРЕНОС УГЛОВОГО МОМЕНТА МЕЖДУ МАГНИТНЫМИ ДИЭЛЕКТРИКАМИ В СИСТЕМЕ YIG/Pt/YIG

Окороков М.С.¹, Ляпилин И.И.^{1,2,*}

¹*ИФМ Уро РАН, Екатеринбург, Россия*

²*Уральский Федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

*e-mail: lyapilin@imp.uran.ru

INFLUENCE OF THE SPIN HALL EFFECT ON THE TRANSFER OF AN ANGULAR MOMENT BETWEEN MAGNETIC DIELECTRICS IN THE SYSTEM YIG/Pt/YIG

M.S. Okorokov¹, I. I. Lyapilin^{1,2,*}

¹*IFM UD RAS, Ekaterinburg, Russia*

²*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

*e-mail: Lyapilin@imp.uran.ru

In spintronic, spin current, which is conventionally defined as the difference of electric currents of spin-up and spin-down conduction electrons, plays a pivotal role in propagating spin information from one place to another. Spin current has several unique properties compared to charge current: (1) it is considered as a flow of angular momentum, while the conventional current is a flow of charge, (2) the total spin current is not a conserved quantity; it can be transferred and/or lost due to spin-dependent scattering, and (3) spin current has both transverse and longitudinal components whose decaying length scales are quite different in a ferromagnetic medium. Recently, the concept of spin current has been extended to spin-wave current since spin waves carry angular momenta as well [1]. There are two types of spin-wave currents. One is magnetostatic wave propagation for which the classical magnetization is temporal and spatially dependent [2]. The other spin-wave current is a true quasiparticle current known as magnon current.

The nonequilibrium electron spin current in metal can convert into a magnon current of a magnetic insulator through the interfacial exchange interaction. The magnon current then subsequently diffuses inside the magnetic insulator. The nonequilibrium magnon accumulation and magnon current can be treated semiclassically, similar to the spin transport properties of conduction electrons. The magnon diffusion process may be described by the diffusion equation.

First, we consider the interface Pt/YIG. The decisive role in the excitation of the spin-wave current is played by the spin Hall effect realized in a nonmagnetic metal (Pt) as the charge current passes, leading to spin accumulation and a spin current directed transverse to the charge current. The nonequilibrium electron spin current in metal can be converted into a magnon current of a magnetic insulator through the interfacial exchange interaction

$$H_{sd} = -J_0 \sqrt{S/2N_s} \sum_{k,k',q} (b_q^+ a_{k\uparrow}^+ a_{k'\downarrow} + b_q a_{k'\downarrow}^+ a_{k\uparrow}) \delta_{k',k+q},$$

where $a_{k\uparrow}^+$, $a_{k\downarrow}$ are the creation (annihilation) operators for spin-up(down) electrons respectively,

b_q^+ , b_q are the creation (annihilation) operator for magnons, S is the spin per atom of the YIG, and N_s is the number of atomic spins of the magnetic dielectric at the interface. The exchange-coupling

strength J_0 is given by the exchange integrals of the overlapping wave functions of the conduction electrons and the magnetic ions.

The above exchange interaction gives rise to angular momentum transfer between the electron spins at the metallic side and the magnons at the magnetic insulator side. In equilibrium, the net spin current across the interface is zero. At nonequilibrium when there is a spin accumulation (or a magnon accumulation), a net magnon/spin current takes place across the interface.

The creation of spin accumulation—the spatially "separation" of the electron's spin system into two, depending on the spin direction (\uparrow, \downarrow) on opposite sides of the structure in a non-magnetic metal makes it possible to realize conditions on the interface under which electron scattering processes at the interface with the creation of magnons (b_q^+) will dominate over its annihilation. It is in this case that it is possible to create a nonequilibrium distribution of magnons in a magnetic dielectric. Magnon current generated by spin accumulation at the interface is defined as

$$j_{e \rightarrow m} = \frac{\mu_B}{\hbar} \left\langle \left[\sum_k (a_{k\uparrow}^+ a_{k\uparrow} - a_{k\downarrow}^+ a_{k\downarrow}), H_{sd} \right] \right\rangle,$$

where $\langle \mathbf{L} \rangle$ refers the thermal averaging over all states.

The spin subsystem of electrons with the opposite spin direction far from the interface does not play an appreciable role in the formation of the spin-wave current. The question arises: whether it is possible to create conditions under which the second spin subsystem of conduction electrons will also contribute to the formation of a spin-wave current in a magnetic dielectric. The answer will be positive if we consider a three-layer structure: (YIG/Pt/YIG). In this case, the inelastic scattering of electrons by localized moments, accompanied by the annihilation of magnons (b_q), located in the vicinity of the second interface lead to an increase in the electron concentration with the opposite spin direction, which in turn will obviously contribute to the overall enhancement of the spin-wave current. In other words, the processes of inelastic electron scattering at two interfaces, occurring with the dominance of various magnon production/annihilation processes, mutually complementing each other, should generally lead to an increase in the spin-wave current.

In summary, spin accumulation in nonmagnetic metal (Pt), leading to the spin Hall effect in a three-layer structure (F/N/F) can be regarded as a spin-wave current generator or amplifier. A numerical analysis of the situation considered above showed the possibility of angular momentum transfer between spatially separated magnetic dielectrics. This effect can be used in the development of spintronic devices.

Acknowledgements

The given work has been done as the part of the state task on the theme "Spin" NAAAA-A18-118020290104-2 with the support of Russian Federation (Grant 16-02-00044)

[1] Y. Kajiwara *et al.*, Nature (London) V. **464**, 262 (2010).

[2] P. Yan, X. S. Wang, and X. R. Wang, Phys. Rev. Lett. V. **107**, 177207 (2011).

INFLUENCE OF MODIFICATION OF THE INTERLAYER INTERFACE ON FUNCTIONAL PROPERTIES OF FILMS WITH UNIDIRECTIONAL ANISOTROPY

Kudyukov E.V.*, Balymov K.G., Kulesh N.A., Adanakova O.A. and Vas'kovskiy V.O.

Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia

**e-mail: e.v.kudyukov@urfu.ru*

ВЛИЯНИЕ МОДИФИКАЦИИ МЕЖСЛОЙНОГО ИНТЕРФЕЙСА НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК С ОБМЕННЫМ СМЕЩЕНИЕМ

Кудюков Е.В.*, Балымов К.Г., Кулеш Н.А., Аданакова О.А., Васьковский В.О.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, Россия

**e-mail: e.v.kudyukov@urfu.ru*

Тонкие магнитные плёнки находят широкое применение в качестве функциональных элементов при построении различного рода датчиков и сенсоров благодаря наблюдаемым в них множеству физических эффектов и явлений. Среди них наибольший интерес вызывает анизотропный магниторезистивный эффект (АМР), на основе которого конструируют датчики магнитного поля, тока, угла поворота и др. Для улучшения функциональных свойств сенсора и создания внутреннего подмагничивания могут использоваться многослойные структуры с обменным смещением [1]. Такие среды сочетают в себе функциональный слой, например, обладающие АМР эффектом, и дополнительные слои, обеспечивающие обменное смещение. Для достижения наибольшего АМР эффекта может использоваться в качестве функционального слоя сплав $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ [2], который также обладает достаточно высокой отрицательной магнитострикцией, что в совокупности с высоким АМР эффектом, позволяет рассматривать многослойные плёнки на его основе как перспективные среды для создания датчиков давления [3], упругих деформаций и др. Проблему повышенной коэрцитивной силы этого сплава в сравнении с классическим пермаллоем, который традиционно используется в сенсорной технике, можно решить использованием аморфного слоя Тб-Со в качестве закрепляющего. Однако из-за сильного межслойного обмена, величина поля смещения в таких мультислоях имеет высокие значения, не всегда пригодные для практического применения. Одним из путей решения этой проблемы является модификация межслойного интерфейса. Модификация возможна двух типов: введение ультратонкой прослойки и проведение селективного отжига функционального слоя. При этом термообработка также может сильно оказывать влияние на АМР свойства функционального слоя. Данная работа посвящена исследованию и оптимизации функциональных свойств плёнок типа $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}/\text{TbCo}$ с модифицированным межслойным интерфейсом.

Образцы для исследования получены методом высокочастотного ионно-плазменного распыления однородных и мозаичных мишеней в атмосфере аргона на стеклянные подложки Corning. В многослойных структурах типа $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}/\text{TbCo}$ толщины слоёв $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ и ТбСо составляли 50 и 110 нм соответственно. В качестве прослоек использовались металлы Тi, Тб, Fe и Ni, толщина которых варьировалась в пределах 0.3-3 нм. Селективный отжиг многослойных структур представлял из себя термомагнитную обработку слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ при определённой температуре в интервале 100-500 °С в течении часа, после остывания слоя $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$ производилось напыление остальных слоёв. Состав слоёв Тб-Со определялся

рентгенофлуоресцентным методом на спектрометре Nanohunter и составлял 27÷30 ат. % Tb. В рамках данного состава реализуется аморфное состояние и ферромагнитная структура в системе Tb-Co с достаточно высокой коэрцитивной силой. Измерение магнитных, магниторезистивных свойств, а также их температурная стабильность, производились на вибромагнетометре LakeShore 7407 VSM в интервалах температур 80÷440 К. Магниторезистивные свойства в условиях деформации измерялись четырехзондовым методом при комнатной температуре в однородном поле напряжённостью 200 Э. Шероховатость межслойного интерфейса в слоистых структурах осуществлялось на отожжённых однослойных плёнках Fe₁₀Ni₉₀ с помощью атомно-силового микроскопа Probe Nanolaboratory NTEGRA Thermo.

Влияние толщины и типа прослойки на поле смещения представлены на рисунке 1.

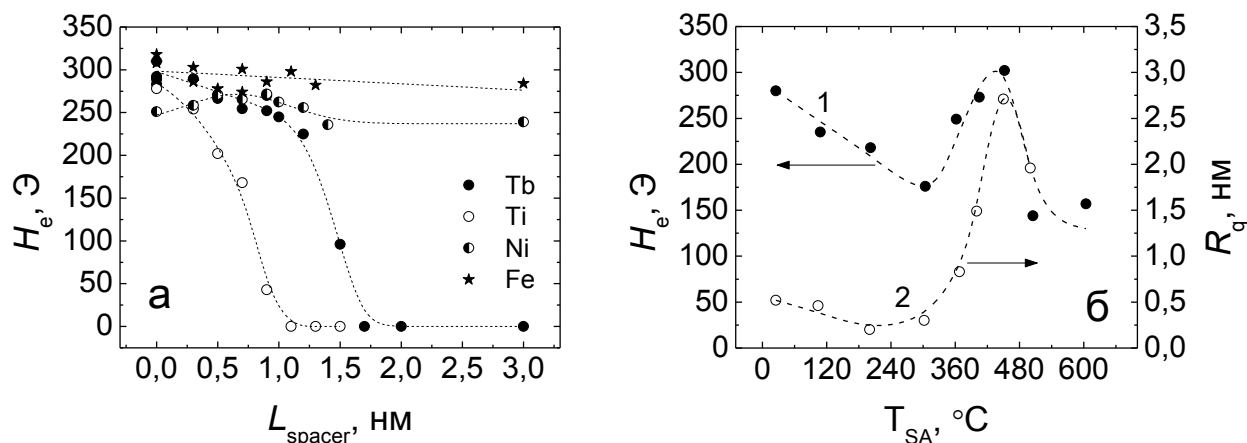


Рис.1. а) Зависимость поля смещения от типа и толщины ультратонкой прослойки, б) Зависимость поля смещения и параметра шероховатости R_q от температуры селективного отжига слоя Fe₁₀Ni₉₀

В работе показано, что введение прослоек Tb и Ti позволяет снизить поле смещения до величин достаточных для практического использования, а также существенно увеличить температуру блокировки. Установлено, что изменение температуры селективного отжига приводит к немонотонному изменению поля смещения, что может быть связано с ростом зерна и изменение шероховатости плёнки Fe₁₀Ni₉₀. Измерения магниторезистивного эффекта в условиях деформации изгиба показали достаточно высокий отклик на деформацию, что позволяет рассматривать плёнки типа Fe₁₀Ni₉₀/TbCo как перспективные объекты для сенсоров и датчиков давления. Проведено исследование температурной стабильности магнитных свойств слоистых плёнок с прослойками Ti и Tb при циклической термообработке.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ в рамках научного проекта № 18-72-10044 с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ.

[1] M.P. Hansen, G. Rizzi, IEEE Transactions on Magnetics. V.53, N.4. P. 4000211 (2017).
 [2] D.A. Pan, Y. Bai, W.Y. Chu and L.J. Oiao, J. Phys. D: Condens Matter. V.20. P. 025203-025206 (2008).
 [3] K.G. Balymov, E.V. Kudyukov, V.N. Lepalovskij, N.A. Kulesh, V.O. Vas'kovskiy, Russian Journal of Nondestructive Testing. V.53, N.7. P. 514-519 (2017).

TEMPERATURE EFFECT ON EXCHANGE BIAS IN FILMS WITH A NiMn PINNING LAYER

Moskalev M.E.^{1*}, Kulikova T.V.¹, Stepanova E.A.¹, Lepalovskij V.N.¹ and Vaskovskiy V.O.^{1,2}

¹Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia

²Institute of Metal Physics, 620219, Ekaterinburg, Russia

*e-mail: mikhail.moskalev@urfu.ru

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОБМЕННОЕ СМЕЩЕНИЕ В ПЛЕНКАХ С ЗАКРЕПЛЯЮЩИМ СЛОЕМ NiMn

Москалев М.Е.^{1*}, Куликова Т.В.¹, Степанова Е.А.¹, Лепаловский В.Н.¹, Васьковский В.О.^{1,2}

¹Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия

²Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, Россия

*e-mail: mikhail.moskalev@urfu.ru

Эффект обменного смещения – заключающийся в сдвиге петли гистерезиса ферромагнитного слоя пленки на величину H_{ex} при непосредственном контакте с антиферромагнитным слоем – помимо практического применения в спиновых клапанах, позволяет косвенно оценить магнитные свойства антиферромагнетика. Особенно информативными оказываются температурные и толщинные зависимости H_{ex} [1,2].

В работе исследуются многослойные пленки Ta(5)/FeNi(5)/NiMn(L_{NiMn})/FeNi(40)/Ta(5) (в скобках указаны толщины в нм), осаждённых методом магнетронного распыления на стеклянных подложках. Толщина L_{NiMn} антиферромагнитного слоя NiMn варьировалась в пределах от 2 до 20 нм. Петли гистерезиса исследуемых структур были измерены с помощью СКВИД-магнитометра.

Найдено, что на характер зависимостей H_{ex} (L_{NiMn}) от толщины слоя NiMn сильное влияние оказывает температура. Как видно из Рис.1, при комнатной температуре H_{ex} монотонно спадает при уменьшении L_{NiMn} . В то же время кривая, полученная при низкой температуре, имеет сложную форму с несколькими перегибами. В работе дана интерпретация полученных результатов [1,2].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-72-10044.

Ссылки на литературу.

[1] M. Ali, et. al., Phys. Rev. B V.68, N.21. P.214420 (2003).

[2] K. O'Grady, L.E. Fernandez-Outon, G. Vallejo-Fernandez, JMMM V.322, N.8. P.883-899 (2010).

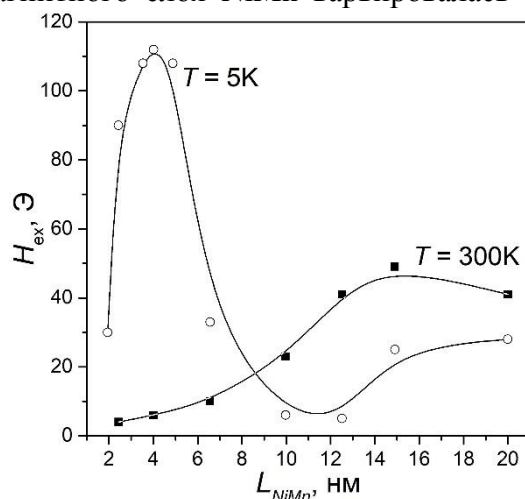


Рис.1. Зависимости поля обменного смещения H_{ex} от толщины слоя NiMn L_{NiMn} , полученные при различной температуре.

MAGNETIC AND ELECTRICAL PROPERTIES OF HIGH-HYDROGENATED $\text{Co}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ THIN FILMS

Samoshkina Yu.E.^{1*}, Edelman I.S.¹, Rautskii M.V.¹, Neznakhin D.S.², Stepanova E.A.²

¹*Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

²*Ural Federal University, 620000, Yekaterinburg, Russia*

**e-mail: uliag@iph.krasn.ru*

It is known that the hydrogenation of $\text{Co}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ films improves their magnetic and electrical properties [1, 2]. However, in many works available in literature, the hydrogen concentration in mixed-gas was up to 10-15%. In this work, we investigated the temperature and field dependences of the magnetization and electrical resistance of high-hydrogenated $\text{Co}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ (CZO) films.

CZO films were grown on glass substrate by a standard RF magnetron sputtering system. The two-inch $\text{Zn}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}$ target was used. Gas compositions in the chamber was Ar+(20%, 30%, 40%, 50%) H_2 . For the comparison, the films were prepared also in the Ar+20% O_2 atmosphere. The samples were sputtered at a total pressure of 30 mTorr and a forward RF power of 80W at the substrate temperature 450 °C for 20 minutes.

XRFA data of the studied films are collected in Tables 1. It is seen that the composition of the CZO (20% O_2) film corresponds to the target composition. The hydrogen addition instead of O_2 leads to the dramatic changes of the films characteristics. The film thickness decreases in two times for CZO (20% H_2) comparing to the CZO (20% O_2) films. Further increase of the hydrogen concentration causes smoother decrease of the films thickness up to 32 nm for CZO (50% H_2) film. At that, the thickness decrease in the films is accompanied by the strong increase of the Co content relative to the Zn content in the films from 0.05 for CZO (20% O_2) to 0.39 for CZO (50% H_2). The main tendency of the strong Zn content decrease in the films with the H_2 concentration increase is obvious also.

Table 1. The XRFA data for the $\text{Co}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ films. X is the relative Co content in the film.

Sample	x	Film thickness, nm
CZO (20% O_2)	0.05	160
CZO (20% H_2)	0.23	72
CZO (30% H_2)	0.28	53.5
CZO (40% H_2)	0.35	37
CZO (50% H_2)	0.39	32

Magnetization temperature dependences of the films were investigated in a magnetic field $H = 100$ Oe applied along the films plane for the field cooling (FC) and zero field cooling (ZFC) modes. FC and ZFC curves coincide with each other for the CZO (20% O_2) film and demonstrate paramagnetic behavior. For the hydrogenated samples, the obtained ZFC curves are below the FC curves and demonstrate a maximum at a certain temperature, T_m , (for example, see Fig. 1). Temperature at which the ZFC and FC curves start to coincide with each other, so-called irreversible temperature (T_{irr}), and T_m depend on the Co content in the sample: the more is cobalt, the higher are these temperatures. For the CZO (20% H_2) film, $T_m = 40$ K and $T_{\text{irr}} = 65$ K, while, for the CZO (50% H_2) film, $T_m = 183$ K and $T_{\text{irr}} = 215$ K.

Magnetization value for the CZO (20% O_2) film is linear in the magnetic field up to 70 kOe applied along the sample plane. At that, the hydrogenated films are described by hysteresis loops as it is seen

from Fig. 2, for example. Coercivity (H_C) appears at lower temperatures (insert in Fig. 2). The highest H_C value for the samples is observed at 5 K: 200, 250, 250, 210 Oe for the CZO (20-50% H_2), correspondingly.

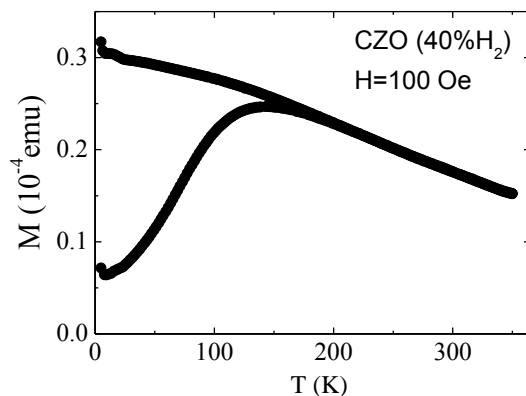


Fig. 1. Magnetization temperature dependences of the CZO (40% H_2) film.

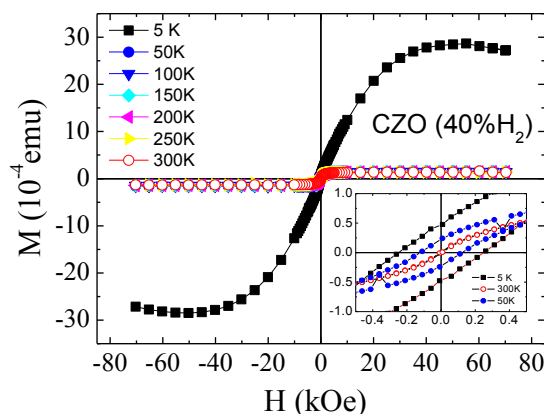


Fig. 2. Magnetization field dependences of the CZO (40% H_2) film.

Electrical resistivity of the CZO films was investigated using the standard four-point probe technique. Temperature dependences in the range of 5-300 K were studied in a magnetic field up to 10 kOe applied along and normally to the films plane. Magnetoresistance field dependences were studied at $T = 200, 80$ and 4 K. The electric resistivity is higher than $23 \text{ Ohm}\cdot\text{m}$ for CZO (20% O_2) sample. For the CZO films sputtered in $\text{Ar}+\text{H}_2$ atmosphere the resistivity decreases by 4-5 orders of value and depends on the hydrogen concentration. Such behavior reflects an improvement in the electrical conductivity of the films with the H_2 concentration growth. For all CZO films, it should be noted a negligible magnetoresistance magnitude in the limit of 1% and small hysteresis in magnetic field applied normally to the films plane.

The obtained magnetic and electrical data are discussed taking into account the presence of cobalt clusters in the hydrogenated samples.

[1] H.-J. Lee, C. H. Park, and S.-Y. Jeong, K.-J. Yee, C. R. Cho, M.-H. Jung, D. J. Chadi, Appl. Phys. Lett. V. 88, P. 062504 (2006).

[2] Y.C. Cho, S.-J. Kim, S. Lee, S.J. Kim, C.R. Cho, H.-H. Nahm, C.H. Park, I.K. Jeong, S. Park, T.E. Hong, S. Kuroda and S.-Y. Jeong, Appl. Phys. Lett. V. 95, P. 172514 (2009).

INVESTIGATION OF FERRIGYDRITE NANOPARTICLES BY MOSSBAUER SPECTROSCOPY METHOD

Stolyar S.V.^{1,2}, Bayukov O.A.², Knyazev Yu.V.², Yaroslavtsev R.N.^{1,2}, Iskhakov R.S.²

¹Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia

²Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia

*e-mail: stol@iph.krasn.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИГИДРИТА МЕТОДОМ МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Столяр С.В.^{1,2}, Баяков О.А.², Князев Ю.В.², Ярославцев Р.Н.^{1,2}, Исхаков Р.С.²

¹Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия

²Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия

*e-mail: stol@iph.krasn.ru

В работе выполнены исследования наночастиц ферригидрита ($5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$) допированного различными элементами. Явные преимущества ферригидрита перед другими оксидами и гидроксидами железа как катализатора заключаются в его высокой удельной поверхности, невысокой стоимости и доступными методами приготовления. Расширить область применения наночастиц можно в результате легирования другими металлами.

Синтетические частицы ферригидрита, были приготовлены при комнатной температуре, медленным добавлением раствора NaOH к раствору нитрата железа и соли допирующего элемента при непрерывном перемешивании до достижения нейтрального значения pH. Полученный осадок многократно промывался и высушивался при комнатной температуре.

Мессбауэровские измерения проведены на спектрометре MS-1104Em с источником $\text{Co}^{57}(\text{Rh})$ на порошковых образцах толщиной ~ 10 мг/см² по естественному содержанию железа. Исследовано изменение мессбауэровских спектров при увеличении температуры измерения от 4К до температуры магнитного разупорядочения исследованных ферригидритов. Оценка средних величин сверхтонких полей и их зависимость от температуры показаны на рис.1.

Работа поддержана Специальной программой Министерства Образования и Науки Российской Федерации для Сибирского Федерального Университета. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научных проектов № 17-43-240527 и 18-43-243003.

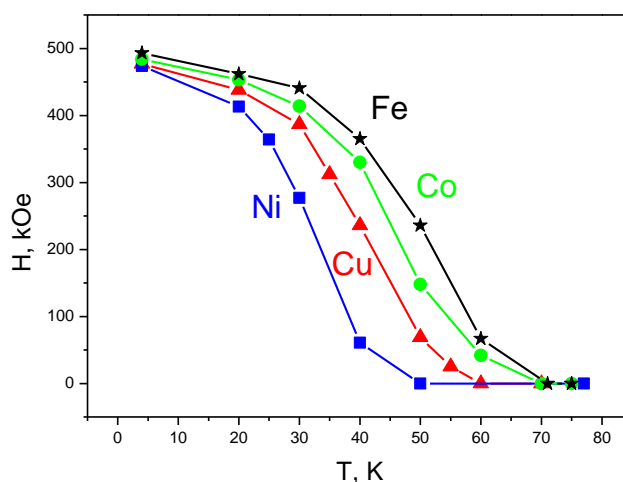


Рисунок 1 – Зависимость средних сверхтонких полей на ядрах железа в допированных ферригидритах.

THE EFFECT OF ANNEALING ON THE FMR SPECTRUM IN TANGENTIALLY MAGNETIZED THIN FILMS Fe-MgO

Vyzulin S.A.^{1*}, Syr'ev N.E.²

¹ Federal state military educational institution of higher professional education "Krasnodar Higher Military School named after Army General S.M. Shtemenko", 350035, Krasnodar, Russia

² Federal state educational institution of higher professional education "Moscow state University named M.V. Lomonosov, 119991, Moscow, Russia

*e-mail: vyzulin@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА СПЕКТР ФМР КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК Fe-MgO

Вызулин С.А.^{1*}, Сырьев Н.Е.²

¹ Краснодарское высшее военное училище имени генерала армии С.М. Штеменко, 350035, Краснодар, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия

*e-mail: vyzulin@mail.ru

Исследовано явление ферромагнитного резонанса в касательно намагниченных образцах наногранулированной пленочной структуры Fe_mMgO_{100-m} . Структура синтезирована в Воронежском государственном техническом университете методом ионно-лучевого распыления Fe с навесками из MgO в атмосфере аргона на ситалловую подложку [1]. Непосредственно после синтеза магнитный слой представляет собой гранулированный композит типа: ферромагнетик – немагнитная матрица. Концентрация магнитной фазы m и толщина магнитного слоя h вдоль структуры изменялись: m от 14 до 45 ат.%, а h от 0,3 до 0,7 мкм. В поперечном направлении структуры толщина напыления и концентрация магнитной фазы не изменялись. Из структуры были изготовлены образцы размером $3 \times 3 \text{ мм}^2$. Направление в плоскости образца, совпадающее с продольным направлением исходной наноструктуры, обозначим вектором i .

В [1] установлено, что после 10 минутного отжига при температуре 550°C магнитные свойства образцов изменяются. В частности, возрастает коэрцитивная сила от 10-30 Э до 500-700 Э. Наблюдаемые изменения авторы объясняют образованием в образце в результате термообработки новой фазы – магниевого феррита. Поскольку новая ферритовая фаза проявляет магнитные свойства [2], то ее наличие в исследуемой системе Fe_mMgO_{100-m} должно проявляться при магнитном резонансе.

Цель работы – изучить влияние отжига на спектр ФМР в пленках Fe_mMgO_{100-m} .

При исследовании спектров ФМР в плоских образцах, последние обычно наклеивают на держатель так, что ось вращения держателя параллельна плоскости пленки. В работе использован другой способ размещения образца на держателе и, соответственно, в резонаторе.

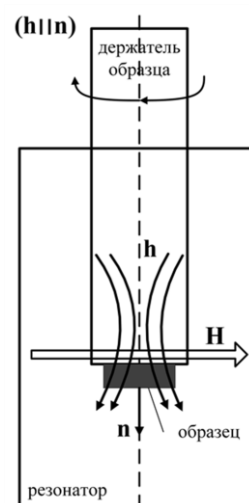


Рис.1. Способ размещения пленки на держателе и в резонаторе.

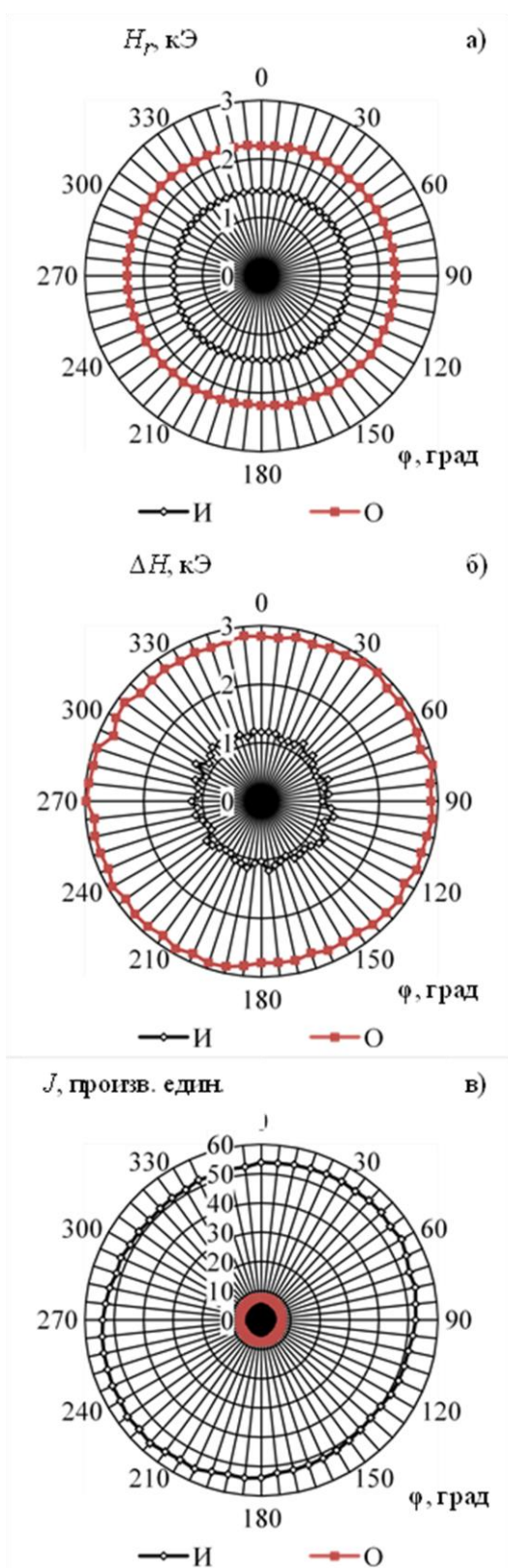


Рис.2. Угловые зависимости: а) H_r ; б) ΔH ; в) J

Образец наклеивался на торец держателя, так что нормаль к поверхности образца n параллельна оси вращения держателя (рис.1). Такой способ размещения образца позволяет исследовать явление ФМР практически при любой ориентации поля намагничивания в плоскости пленки.

Спектры исследовались на частоте 9,15 ГГц резонаторным способом с применением обычной модуляционной техники при комнатной температуре. По спектрам определялись резонансное поле H_r , ширина линии поглощения ΔH и интенсивность первой производной сигнала поглощения J . Экспериментальные угловые зависимости H_r , ΔH и J для исходного образца с $m=45$ ат.% (кривые помеченные буквой И) и образца с $m=45$ ат.%, отожженного в течение 10 минут при температуре 550° С (кривые помечены буквой О), приведены на рис.2. Угол ϕ отсчитывается от вектора i . Поле намагничивания H все время касательно к поверхности пленки.

Отжиг для образца с $m=45$ ат.% приводит к увеличению $H_r \approx 1,5$ раза и $\Delta H \approx 3$ раза и к уменьшению $J \approx 5$ раз. Используя соотношение $I = \Delta H J$, получаем, что после термообработки интенсивность линии поглощения I уменьшается примерно в 3 раза. Аналогичные закономерности имеют место для всех исследованных образцов системы (m от 14 до 45 ат.%).

В спектрах отожженных образцов новых, дополнительных линий поглощения (по сравнению с исходной ситуацией) не наблюдалось.

Анализ полученных данных не указывает на возможность возникновения после отжига новой магнитной фазы. Более вероятен процесс окисления железа в результате отжига с образованием немагнитной фазы, например, частиц оксида железа FeO с антиферромагнитной структурой.

[1] О.В. Стогней, А.А. Гребенников, А.В. Ситников Международный научный журнал «Альтернативная энергетика и экология» Т. 101, № 9, С.62-66 (2011).

[2] С. Тикадзуми Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества (Мир, Москва, 1983).

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА γ -Fe₂O₃ НА РОСТ КУЛЬТУР ВОДОРОСЛЕЙ И ДРОЖЖЕЙ

**Максимова Е.Н.^{1*}, Денисова Т.П.¹, Симонова Е.В.², Сафронов А.П.^{3,4},
Курляндская Г.В.^{2,5}**

¹Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия

²Иркутский государственный медицинский университет, 664003, Иркутск, Россия

³ Институт электрофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург, Россия

⁴ Уральский Федеральный Университет, 620002, Екатеринбург, Россия

⁵ Dept. Electricity and Electronics, The Basque Country University UPV-EHU, 48940 Leioa, Spain

*e-mail: Максимова Е.Н. evgen_max@list.ru

Благодаря своим свойствам наноматериалы имеют разнообразное практическое применение [1]. Широкое диагностическое и терапевтическое использование магнитные наноматериалы находят в медицине благодаря особым физическим свойствам. Магнетит (Fe₃O₄) и маггемит (γ -Fe₂O₃), хорошо известны как материалы с высокой степенью биосовместимости. В то же самое время, свойства их наноразмерных аналогов менее исследованы, особенно в случае оценок их цитотоксичности и экологического импакта. Детальное изучение влияния наноматериалов на живые объекты различной природы позволит обеспечить их осмысленное использование в технологических и биомедицинских приложениях [2].

В настоящей работе исследовалось воздействие различных концентраций суперпарамагнитных наночастиц (МНЧ) оксида железа (γ -Fe₂O₃) в виде электростатически стабилизированных водных суспензий. Для эксперимента были использованы отличные друг от друга по химическому составу, физиологическим процессам обмена веществ и систематическому положению тест-объекты. В одном случае – это культура зеленой водоросли *Chlorella vulgaris* Beijer (штамм IRK-A 46), во втором – культура меланинсодержащих дрожжей *Exophiala nigrum* (штамм R-11). Исследуемые концентрации МНЧ были подобраны исходя из санитарно-гигиенических норм, согласно которым 1 ПДК – это 0,3 мг/л общего железа, однако следует упомянуть, что определение предельно допустимой концентрации относится к растворимым формам железа.

При работе с хлореллой на основе жидкой среды Бенеке были приготовлены растворы с экспериментальными концентрациями железа: 0.5 ПДК, 1 ПДК, 10 ПДК, 100 ПДК, 1000 ПДК. В качестве контроля использовалась жидкая среда Бенеке без добавления МНЧ. Время экспозиции составляло 24 - 168 часов. При работе с дрожжами из опытного образца суспензии наночастиц γ -Fe₂O₃, были приготовлены растворы на основе жидкой питательной среды Сабуро в концентрациях: 1 ПДК, 10 ПДК, 100 ПДК, 1000 ПДК и 10000 ПДК для дрожжей. Контролем служила жидкая среда Сабуро. Время экспозиции составляло 24 - 96 часов. Учитываемые показатели: количество клеток в начале исследования и в процессе экспонирования (в камере Горяева).

При экспонировании культуры *Chlorella vulgaris* от 0 до 48 час во всех концентрациях МНЧ зафиксированы тенденции выхода культуры в стадию роста. При экспозиции до 72 час для концентраций 0,5-10 ПДК отмечается стимуляция роста культуры относительно контроля. При времени выдержки 96 час при концентрации в 10 ПДК отмечается уменьшения числа

клеток и проявление слабого токсического эффекта. При экспозиции 120 час в суспензии 1000 и 100 ПДК наблюдается выраженный токсический эффект. При концентрации 1000 ПДК различия с контролем составляют 3 - 5 раз (рис. 1).

В концентрациях 1 ПДК, 10 ПДК, 100 ПДК и 1000 ПДК при экспонировании от 0 до 48 час, динамика роста количества клеток *Exophiala nigrum* R-11 примерно одинакова. После 48 час отмечаются различные характеристики для этих вариантов опыта. Так, в контрольном варианте и случае с 1 ПДК и 10 ПДК зафиксированы одинаковые тенденции выхода в стадию гибели. Тогда, как клетки, экспонируемые более 48 час в суспензии 100 ПДК и 1000 ПДК. В варианте опыта с концентрации наночастиц 10000 ПДК выявлен выраженный стимулирующий эффект (рис.2).

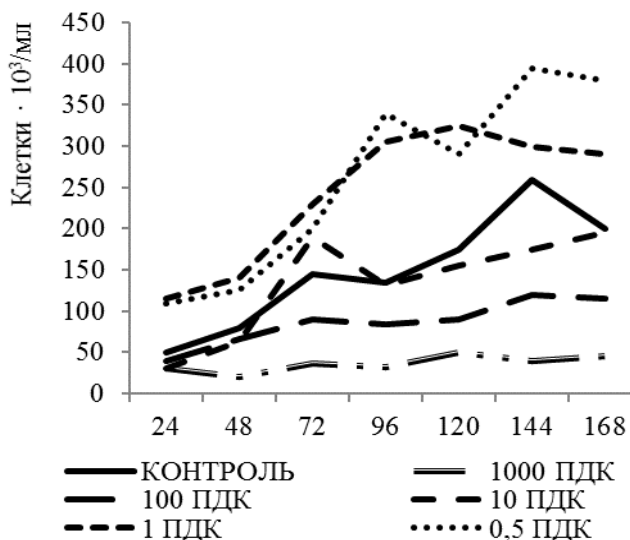


Рис. 1. Динамика роста культуры *Chlorella vulgaris* Beijer IRK–A 46.

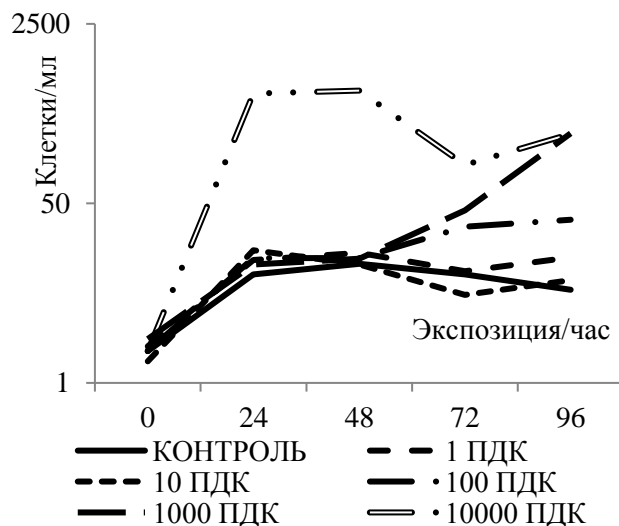


Рис.2. Динамика роста культуры *Exophiala nigrum* R-11.

Используемая культура хлореллы демонстрирует ответную реакцию на воздействие разных концентраций МНЧ оксида железа. Концентрации 0.5-1 ПДК показывают стимулирующий эффект на рост культуры тест-объекта. Концентрация магнитных наночастиц 1000 ПДК характеризуется как токсичная, 100 ПДК – как умеренно токсичная. В проведенной серии экспериментов с дрожжами, показано стимулирующее действие суспензии с МНЧ в концентрациях 100 и 1000 ПДК, при этом регистрируемое количество клеток увеличивается от 3-5 до 30 раз по сравнению с контролем. Концентрация 10000 ПДК провоцирует резкий скачок роста культуры уже через 24 час. Полученные результаты могут быть интересны как с точки зрения оценки экологического импакта МНЧ, так и при подборе модельных образцов для систем магнитного биодетектирования.

[1] G.V. Kurl'yanskaya, E. Fernández, A.P. Safronov, et al., Appl. Phys. Lett. V. 106, 193702 (2015).

[2] Педранова В.И., Максимова Е.Н., Сафронов А.П., Курляндская Г.В. Проблемы теоретической и экспериментальной химии: тез. докл. XXVIII Рос. молодеж. науч. конф. с междунар. участием, посвящ. 100-летию со дня рожд. проф. В. А. Кузнецова, Екатеринбург, 25–27 апр. 2018 г. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2018. – С. 136.

SYNTHESIS AND TRANSPORT PROPERTIES OF HYBRID STRUCTURES WITH QUASI-TWO-DIMENSIONAL α -FeSi₂ NANOCRYSTALS

Rautskii M. V.^{1*}, Tarasov I. A.¹, Yakovlev I. A.¹ Shanidze L.V.¹ and Volochaev M. N.¹

¹*Kirensky Institute of Physics, Federal Research Centre KSC SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

**e-mail: rmv@iph.krasn.ru*

СИНТЕЗ И ТРАНСПОРНЫЕ СВОЙСТВА ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР С КВАЗИ-ДВУМЕРНЫМИ НАНОКРИСТАЛЛАМИ α -FeSi₂

Рауцкий М.В.^{1*}, Тарасов И.А.¹, Яковлев И.А.¹ Шанидзе Л.В.¹ и Волочаев М.Н.¹

¹*Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КИЦ СО РАН 660036, Красноярск, Россия*

**e-mail: rmv@iph.krasn.ru*

The α -FeSi₂ phase belongs to tetragonal crystal system (P4mmm) with lattice parameters $a, b = 2.684 \text{ \AA}$, $c = 5.128 \text{ \AA}$ [1], where Fe atoms form quasi two-dimensional structure and are located in $\alpha\{001\}$ planes separated by two Si atom formed sheets. Thus, one can expect a higher conductance in $\{100\}$ in comparison with perpendicular $[001]$ direction. Paramagnetic and metastable in bulk conditions α -FeSi₂ phase [2] at the nanoscale seem to indicate ferromagnetic properties with a magnetization above pure iron [3]. Along with this, it is considered that such quasi-two-dimensional compounds as α -FeSi₂ can detect high-temperature superconductivity[2].

The α -FeSi₂ nanocrystals were formed on a silicon substrate at 840°C by molecular beam epitaxy (MBE) in ultrahigh vacuum conditions (UHV). Prior to the growth, Si substrate was chemically cleaned and exposed to a gradual heat treatment for 3 hours to 650°C at the rate of 4°C/min in UHV. To obtain an atomically clean silicon surface, the wafer was flashed at 850–900°C until well-ordered (2×1) reconstruction appeared in the reflection high-energy electron diffraction pattern. After cooling the sample to room temperature, the Au layer (1 nm) was deposited onto substrate surface at rate 0.25 nm/min. Then the substrate temperature was raised to 840°C, and Fe and Si were precipitated simultaneously at a growth rate of 0.22 and 0.13 nm/min.

It was found that the electron transport through the α -FeSi₂ / Si interface depends on the orientation of the α -FeSi₂ nanocrystals relative to the Si substrate. In our case, it is possible that the dependence in preferable orientation relationship of the α -FeSi₂ crystallites and its quasi two-dimensional crystal structure are responsible for difference in the α -FeSi₂ /Si structure resistance. It can be assumed that the mobility of electrons and, as a result, the conductance along the α -FeSi₂ (001) planes formed by iron atoms in α -FeSi₂ should be higher than in perpendicular direction $[001]$. Thus, the electron wave functions of the α -FeSi₂ crystallites with preferable orientation relationship on (111) plane can penetrate the silicon band gap deeper than those ones for α -FeSi₂ crystallites with preferable orientation relationship on (001) plane.

The work was supported by the Russian Foundation for Basic Research to the research projects no. 18-32-00981.

References

- [1] B. Aronsson, D. H. Templeton, S. Rundqvist, E. Varde, G. Westin, Acta Chem. Scand. 14, 1414 (1960).
- [2] W. Müller, J. M. Tomczak, J. W. Simonson, G. Smith, G. Kotliar, and M. C. Aronson, J. Phys.: Condens. Matter 27, 175601 (2015).
- [3] J. K. Tripathi, G. Markovich, and I. Goldfarb, Appl. Phys. Lett. 102, 251604 (2013).

INVESTIGATION OF COPPER-DOPPED AND COBALT-DOPPED FERRICYDRITE NANOPARTICLES BY THE METHOD OF SMALL-ANGLE NEUTRON SCATTERING

Stolyar S.V.^{1,2}, Balashoiu M.³, Yaroslavtsev R.N.^{1,2}, Artemyeva A.S.¹

¹Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia

²Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia

³Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980, Russia

* e-mail: anna.artemyeva.97

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТИЦ ФЕРРИГИДРИТА ЛЕГИРОВАННОГО МЕДЬЮ И КОБАЛЬТОМ МЕТОДОМ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

Столяр С.В.^{1,2}, Балашою М.³, Ярославцев Р.Н.^{1,2}, Артемьева А.С.¹

¹Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия

²Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия

³Объединенный институт ядерных исследований, 141980, Дубна, Россия

* e-mail: anna.artemyeva.97

Объектом повышенного интереса в настоящее время являются нанодисперсные порошки на основе оксидов, гидроксидов и оксигидроксидов железа. Среди оксигидроксидов железа особое внимание уделяется метастабильному ферригидриту $5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$, свойства которого зависят от состава, структуры и способа приготовления. Явные преимущества ферригидрита перед другими оксидами и гидроксидами железа как катализатора заключаются в его высокой удельной поверхности, невысокой стоимости и доступными методами приготовления [1]. Расширить область применения наночастиц можно в результате легирования другими металлами.

Синтетические частицы ферригидрита, легированные Со и Сu, были приготовлены при комнатной температуре, медленным добавлением раствора NaOH к раствору нитрата железа и соли кобальта или меди при непрерывном перемешивании до достижения нейтрального значения pH. Кислотность раствора контролировалась с помощью pH-метра. Полученный осадок многократно промывался и высушивался при комнатной температуре.

Эксперименты по малоугловому рассеянию нейтронов (МУРН) проводились с использованием времени пролета на спектрометре YuMO, функционирующем на реакторе ИБР-2 в ОИЯИ г. Дубна. Экспериментальные данные малоуглового рассеяния нейтронов на исследуемых образцах представлены на рис. 1 (частицы ферригидрита, частицы ферригидрита легированного медью и частицы ферригидрита легированного кобальтом).

Ссылки на литературу:

[1] S. V. Stolyar, O. A. Bayukov, Y. L. Gurevich, V. P. Ladygina, R. S. Iskhakov, P. P. Pustoshilov, Inorg. Mater. V.43, N.6. P.638 (2007).

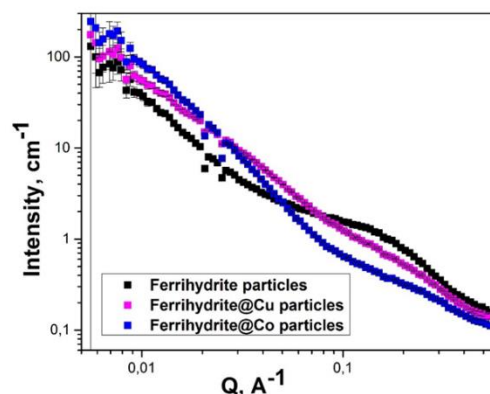


Рис. 1 — кривые МУРН частиц ферригидрита, ферригидрита легированного медью и кобальтом

POSTER SESSION

PE. MULTIFERROICS

NANO-DIMENSIONAL MULTIFERROIC BISMUTH FERRITE: STRUCTURAL FEATURES AND MAGNETIC PROPERTIES

Aleksandrova G.P.^{1,2*}, Bogomyakov A.C.³, Sukhov B.G.^{1,2}, Ovcharenko V.I.³, Trofimov B.A.¹

НАНОРАЗМЕРНЫЙ МУЛЬТИФЕРРОИК ФЕРРИТ ВИСМУТА: СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Александрова Г.П.^{1,2*}, Богомяков А.С.³, Сухов Б.Г.^{1,2}, Овчаренко В.И.³, Трофимов Б.А.¹

¹*Иркутский институт химии, 664033, Иркутск, Россия*

²*Иркутский научный центр, 664003, Иркутск, Россия*

³*Институт Международный томографический центр, 630090, Новосибирск, Россия,*

**e-mail: alexa@irioch.irk.ru*

Одной из основных тенденций современного материаловедения является стремительное возрастание интереса к обширному классу мультиферроиков - материалов с перестраиваемыми электрическими и магнитными характеристиками [1]. Легированные различными металлами ферриты висмута считаются одними из наиболее исследуемых мультиферроиков, проявляющих комплексные магнитные и электрические свойства, зависящие от структурных особенностей получаемых объектов [2]. Одним из перспективных материалов является наноразмерный феррит висмута, обладающий преимуществами наноструктурированного объекта.

Нами получены методом гидротермального золь-гель синтеза нанокompозиты феррита висмута, диспергированные в полимерной матрице, с содержанием висмута 3-20%, в рамках развития методологии создания наноразмерных ферритов для расширения ряда потенциальных магнитных биосовместимых систем [3, 4]. Структурная идентификация наночастиц феррита висмута выполнена на основании данных современных физико-химических методов: электронной и ИК-спектроскопии, элементного и рентгенофазового анализа. Методами электронной микроскопии изучена морфология, определено распределение и размер наночастиц феррита висмута, варьирующийся в интервале 20-40 нм. Исследованы основные магнитные свойства наноразмерных композитных образцов ферритов висмута с полимерным покрытием. Установлено, что все образцы парамагнитны, и при 5 К зависимости намагниченности от напряженности внешнего магнитного поля линейны для всех образцов. Получены температурные зависимости намагниченности образцов в приложенном магнитном поле 15 кЭ и полевые зависимости намагниченности при температуре 5 К и 320 К.

Ультрадисперсные металлополимерные наноструктурированные биокompозиты с наночастицами феррита висмута обладают большим потенциалом применения в качестве мультиферроидных систем, имеющих важное значение при разработке научных и технологических основ для создания элементной базы в нанотехнологиях, микроэлектронике и биомедицине.

[1]. А.Р. Акбашев, А.Р. Кауль, Успехи химии. Т. 80, № 12, С. 1211-1230 (2011).

[2]. В.С. Покатилов, В.С. Русаков, А.С. Сигов, А.А. Белик, ФТТ. Т. 59, № 8. С. 1535-1541 (2017).

[3]. Г.П. Александрова, Л.А. Грищенко, В.М. Кожевников и др., Нанотехника. №3(15), С.11-14 (2008).

[4]. Г.П. Александрова, Л.А. Грищенко, А.С. Богомяков, Б.Г. Сухов, В.И. Овчаренко, Б.А. Трофимов, Изв. РАН, Сер. Хим. №12. С. 2261-2265 (2010).

$^{63,65}\text{Cu}$ NMR STUDY OF THE PARAMAGNETIC STATE OF MULTIFERROIC CuFeO_2

**Ogloblichev V.V., Smol'nikov A.G., Piskunov Yu.V., Sadykov A.F., Germov A.Yu.,
Arapova I.Yu.**

¹M.N. Miheev Institute of Metal Physics of UB of RAS, 620108, Yekaterinburg, Russia

**e-mail: ogloblichev@imp.uran.ru*

**ПАРАМАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ МУЛЬТИФЕРРОИКА CuFeO_2
ПО ДАННЫМ ЯМР $^{63,65}\text{Cu}$**

**Оглобличев В.В., Смольников А.Г., Пискунов Ю.В., Садыков А.Ф., Гермов А.Ю.,
Арапова И.Ю.**

¹Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, Россия

**e-mail: ogloblichev@imp.uran.ru*

Впервые методами ядерного магнитного резонанса на ядрах $^{63,65}\text{Cu}$ исследована парамагнитная фаза монокристалла CuFeO_2 . ЯМР измерения проводились в области температур $T = 20 - 350$ К и внешнем магнитном поле $H = 117$ кЭ. Для построения диаграммы Джаккарينو-Клогстона $K(\chi)$ была измерена магнитная восприимчивость $\chi(T)$ на образце, используемом в ЯМР экспериментах. Все измерения проводились в полях, приложенных вдоль трех кристаллографических направлений $[1\bar{1}0]$, $[110]$ и $[001]$.

Температурные зависимости сдвигов $K(T)$ при $T > 60$ К описываются законом Кюри-Вейса и повторяют поведение магнитной восприимчивости $\chi(T)$ [1]. Отклонение поведения $K(T)$ от $\chi(T)$ ниже $T < 60$ К свидетельствует о возникновении в CuFeO_2 спиновых корреляций между плоскостями железа и установлении ближнего магнитного порядка. Наши данные согласуются с работой по неупругому рассеянию нейтронов на порошке CuFeO_2 [2]. В этой работе впервые сделано предположение, что в температурном диапазоне от $T_{N1} = 10.5$ К до 60 К реализуется спин-жидкостная фаза, которая при повышении температуры переходит в парамагнитную фазу.

Из диаграммы $K(\chi)$ определены константы сверхтонкого взаимодействия [1], выделен спиновый и орбитальный вклады в сдвиги линий ЯМР K и магнитную восприимчивость χ . Предложен механизм спинового обмена Fe – Cu. Показано, что в переносе спиновой поляризации Fe \rightarrow Cu участвуют электроны $4s$ и $3d$ орбиталей меди.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (грант № 16-12-10514).

[1] А.Г. Смольников, В.В. Оглобличев, А.Ю. Гермов и др., Письма в ЖЭТФ V. 107, P. 134-137 (2018)

[2] K. Hayashi, T. Nozaki, R. Fukatsu, Y. Miyazaki, and T. Kajitani, Phys. Rev. B V. 80, P. 144413 (2009).

MAGNETIC PROPERTIES OF THE DOUBLE PEROVSKITE $\text{Sr}_2\text{Ni}_{0.75}\text{Fe}_{0.25}\text{MoO}_6$

Urusova N.V.^{1*}, Semkin M.A.^{1,2}, Filonova E.A.¹, Neznakhin D.S.¹, Pirogov A.N.^{1,2}

¹*Institute of Natural Sciences of the Ural Federal University, 620083, Ekaterinburg, Russia*

²*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the RAS, 620990, Ekaterinburg, Russia*

**e-mail: natalia.urusova@urfu.ru*

The complex oxides with a double perovskite structure based on A_2MMoO_6 , where A – ions of the alkaline earth metal and M – the 3d transition metal ions, have a number of structural, ferroelectric and magnetic phase transitions in a wide temperature range [1, 2]. Most of these compounds transform to magnetically ordered at temperatures below 300 K, for example, the Neel temperature of $\text{Sr}_2\text{NiMoO}_6$ is $T_N = 81.2$ K [3]. At the same time, in the antiferromagnetic phase of $\text{Sr}_2\text{NiMoO}_6$, spontaneous polarization is also observed due to the displacement of strontium ions in the crystal lattice [3].

The aim of this work is investigation magnetic properties of the sample $\text{Sr}_2\text{Ni}_{0.75}\text{Fe}_{0.25}\text{MoO}_6$. The polycrystalline compound of the double perovskites have been synthesized by pyrolysis of organic-inorganic (a special case of polymer-salt) compositions. The temperature dependences of the magnetization of the compound were obtained using the device for measuring the magnetic properties of MPMS-XL-7 EverCool II (UrFU, Russia).

The low-temperature dependences of the magnetic susceptibility were obtained for cooling in a constant magnetic field $H = 1$ kOe (FC mode) and for heating (ZFC mode) in the temperature range (2-300) K with step 2 K. Figure 1 shows the temperature dependence of the molar magnetic susceptibility $\chi_m(T)$ of the $\text{Sr}_2\text{Ni}_{0.75}\text{Fe}_{0.25}\text{MoO}_6$, its inverse dependence and its linear Curie-Weiss approximation.

The two peaks at 16.5 K and 32.6 K are observed for the $\chi_m(T)$ curve. The maximum of the dependence at $T_{S1} = 16.5$ K is presumably associated with the phase transition to the antiferromagnetic state, which is much lower than that observed in $\text{Sr}_2\text{NiMoO}_6$ ($T_N = 81.2$ K). The origin of the second transition is not yet clear.

This research supported in part by the state assignment of FASO of Russia (theme “Flux” No. AAAA-A18-118020190112-8) and by the State contract (No. 3.6121.2017/8.9) between Ural Federal University and the Ministry of Education and Science of the Russian Federation.

[1] S. Vasala et al., J. Solid State Chem V. 183, P. 1007-1012 (2010).

[2] S.A. Ivanov et al., Mat. Res. Bull. V. 40, P. 840-849 (2005).

[3] A.K. Eriksson, Mat. Res. Bull. V. 41, P. 144-157 (2006).

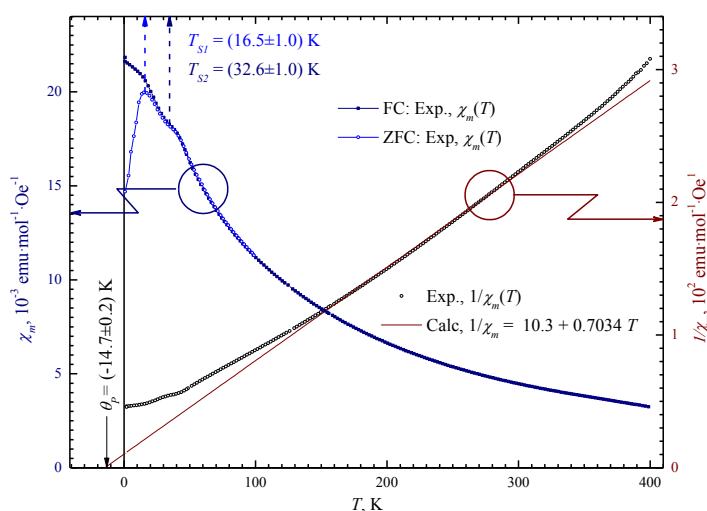


Fig. 1. The temperature dependences (FC and ZFC) of the molar magnetic susceptibility of the $\text{Sr}_2\text{Ni}_{0.75}\text{Fe}_{0.25}\text{MoO}_6$ in an external magnetic field $H = 1$ kOe, its inverse dependence, its linear Curie-Weiss approximation.

MAGNETIC PROPERTIES OF BISMUTH PIROSTANITE DOPED by 3d-IONS

Udod L.V.^{1,2,*}, Aplesnin S.S.^{1,2}, Sitnikov M.N.²

¹*Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS, Krasnoyarsk, 660036
Russia*

²*Reshetnev Siberian State University of Science and Technology 660037, Krasnoyarsk, Russia
e-mail: luba@iph.krasn.ru

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПИРОСТАНАТА ВИСМУТА ДОПИРОВАННОГО 3d-ИОНАМИ

Удод Л.В.^{1,2,*}, Аплеснин С.С.^{1,2}, Ситников М.Н.²

¹ *Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КИЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

² *Сибирский государственный университет науки и технологий им. ак. М.Ф. Решетнева,
Красноярск, 660037, Россия
e-mail: luba@iph.krasn.ru

Соединения со структурой пирохлора широко исследуются в настоящее время из-за их интересных свойств, таких как ферроэлектрические, диэлектрические, сверхпроводимость, колоссальное магнитосопротивление, фотокатализ, переход металл-полупроводник. У большинства пирохлорных соединений с общей химической формулой $A_2B_2O_6O'$, А- и В-катионы образуют подрешетку связанных углами тетраэдров, что может приводить к интенсивной фрустрации магнитных взаимодействий. По-видимому, по этой причине многие пирохлоры характеризуются отсутствием дальнего магнитного порядка и проявляют спин-стекольное состояние. Замещение магнитными ионами 3d металлов активно изучаются в связи с перспективой использования их в качестве мультиферроиков и материалов для спинтроники. Взаимодействие ионной подсистемы с электронной, которая обладает спиновым и орбитальным магнитным моментом вызывает разнообразие физических свойств.

Пиростаннат висмута $Bi_2Sn_2O_7$ является одним из представителей семейства пирохлоров, его кристаллическая структура при комнатной температуре является искаженной пирохлорной структурой и при 390 К переходит из низкосимметричной моноклинной α - фазы с пространственной группой $P1c1$ в тригональную β -фазу с пространственной группой $F\bar{4}3c(T_d^5)$. Этот переход [1] сопровождается генерацией второй гармоники [2]. Выше 900 К происходит еще один полиморфный переход в γ -фазу с пространственной группой $Fd\bar{3}m$ [1-3].

Электронная конфигурация ионов висмута $5d^{10}6s^26p^0$ содержит неподеленную s-электронную пару. Эффект неподеленной пары висмута вызывает большую подвижность атомов висмута и кислорода в подрешетке Bi_4O' и сильные смещения их из центров позиций, характерных для идеальной структуры пирохлора. Ионы кислорода имеют два типа окружения, один находится в ближайшем окружении из ионов висмута, второй тип связан с окружением ионов олова и висмута.

Цель данной работы – изучить магнитные свойства пирохлоров $Bi_2(Sn_{1-x}Me_x)_2O_7$, Me=Mn, Cr, x=0.05, 0.1.

Синтез соединений осуществлялся методом твердофазной реакции. Синтезированные образцы соответствуют моноклинной ячейке Pc в α -фазе $\text{Bi}_2\text{Sn}_2\text{O}_7$. [3].

Намагниченность синтезированных соединений исследована на высокотемпературной установке методом Фарадея в интервале температур до 1100 К, магнитных полях до 0.86 Т и на установке PPM-9 до 300 К и $-6 \text{ Т} < H < 6 \text{ Т}$.

Магнитная восприимчивость $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.95}\text{Cr}_{0.05})_2\text{O}_7$ при температуре 150 К меняет знак с положительного на отрицательный. Парамагнитная температура Кюри в интервале $0 < T < 40$ К описывается законом Кюри–Вейсса и имеет значение $\theta = 2$ К. Полевая зависимость магнитного момента в интервале полей $-6 < H < 6$ Т при $T = 4.2$ К имеет нелинейный характер. При описании ее выражением $M(H) = N_A \mu_B S B_S(g \mu_B H / k_B T)$, где $B_S(x)$ — функция Бриллюэна, наилучшее согласие с экспериментальными данными достигается при значении спина иона хрома $S = 3/2$. Здесь μ_B — магнетон Бора, N_A — число Авогадро, k_B — постоянная Больцмана, символом g обозначен g -фактор (значение которого $g = 2$). Для соединения $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.1}\text{Cr}_{0.9})_2\text{O}_7$ величина магнитного момента увеличивается. Кривая обратной восприимчивости меняет наклон при переходе из α - в β - фазу около $T = 370$ К. Парамагнитная температура Кюри возрастает в 3 раза; так, для α -фазы $\theta_\alpha = 50$ К в интервале $150 < T < 300$ К, а β -фазы $\theta_\beta = 150$ К при $T > 400$ К. Температурная зависимость $1/\chi$ характеризуется гистерезисом в районе температур 400-900 К, соответствующим границам существования β -фазы.

Температурная зависимость магнитной восприимчивости $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05})_2\text{O}_7$ в магнитном поле 0.05 Т имеет аномалию при $T = 155$ К. Из температурной зависимости обратной восприимчивости, описываемой законом Кюри-Вейсса, определена парамагнитная температура Кюри $\theta = -0.7$ К. Зависимость $M(H)$ при температуре $T = 4.2$ К нелинейная, а при $T = 50$ К наблюдается линейный характер зависимости, описывается функцией Бриллюэна.

Увеличение концентрации ионов Mn привело к увеличению антиферромагнитного обмена. Нелинейная температурная зависимость величины обратной магнитной восприимчивости $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.9}\text{Mn}_{0.1})_2\text{O}_7$ обусловлена суммой двух вкладов: парамагнитного и диамагнитного. Парамагнитная температура Кюри в низкотемпературной фазе $\theta = -200$ К, в высокотемпературной $\theta = -150$ К. Величина эффективного магнитного момента с величиной g -фактора меньше двойки, рассчитанная по формуле $\mu = \sqrt{8C} = 3.3 \mu_B$, на 13% меньше по сравнению с теоретическим значением $\mu_{\text{theor}} = 3.8 \mu_B$, найденным из соотношения $\mu_{\text{theor}} = g\mu_B(S + 1)$, где S — спин для ионов Mn^{+4} , $S = 3/2$, $g = 2$. Искажение октаэдра приводит к понижению g -фактора.

Итак, установлена аномалия в температурном поведении магнитной восприимчивости при структурном $\alpha \rightarrow \beta$ переходе. В соединении $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x)_2\text{O}_7$ преобладает антиферромагнитный обмен, а в $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_7$ ферромагнитный. В высокотемпературной фазе в данных соединениях увеличивается обменное взаимодействие. Магнитные измерения подтверждают, что ионы хрома трехвалентны, а ионы марганца четырехвалентны. Аномалии магнитной восприимчивости коррелируют с данными диэлектрических и электрических измерений.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ № 18-52-00009 Bel_a, № 18-32-00079 mol_a и государственного задания № 3.5743.2017/6.7.

- [1] Ismunandar, B. J. Kennedy, B. A. Hunter, T. Vogt, J. Solid State Chem. V. 131, P. 317 (1997).
- [2] V. Kahlenberg, Th. Zeiske, Z. Kristallogr. V. 212, P. 297 (1997).
- [3] I. R. Evans, J.A.K. Howard, J.S.O. Evans, J. Mat.Chem. V. 13, N 9, P. 2098 (2003).

SYNTHESIS AND ELECTRONIC STRUCTURE OF THIN-FILM MULTIFERRICS $\text{BiMn}(X)\text{Fe}(1-X)\text{O}_3$

Romanova O.B.^{1*}, Sitnikov M.N.², Aplesnin S.S.^{1,2}, Kharkov A.M.², Yanushkevich K.I.³

¹ *Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS,
660036 Krasnoyarsk, Russia,*

² *Reshetnev Siberian State University of Science and Technology,
660014 Krasnoyarsk, Russia,*

³ *Scientific-Practical Materials Research Center NAS of Belarus,
220072 Minsk, Belarus*

**e-mail: rob@iph.krasn.ru*

СИНТЕЗ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МУЛЬТИФЕРРОИКОВ $\text{BiMn}(X)\text{Fe}(1-X)\text{O}_3$

Романова О.Б.^{1*}, Ситников М.Н.², Аплеснин С.С.^{1,2}, Харьков А.М.², Янушкевич К.И.³

¹ *Институт физики им. Л.В. Киренского обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН,
660036 Красноярск, Россия,*

² *Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева,
660014 Красноярск, Россия,*

³ *ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», 220072 Минск, Беларусь,
e-mail: rob@iph.krasn.ru

В настоящее время мало изучена взаимосвязь между характеристиками электронного транспорта и сегнетоэлектрической поляризацией. Это связано с образованием доменных границ и кристаллографических дефектов. В мультиферроиках существует два типа доменов; сегнетоэлектрические и магнитные, которые связаны между собой. К высокотемпературным мультиферроикам относится феррит висмута, в котором направление фототока зависит от направления электрической поляризации [1]. Манипулировать сегнетоэлектрическими доменными стенками можно в результате изменения угла поляризации когерентного источника света [2] и переключением электрического поля. Проводимость доменных магнитных и сегнетоэлектрических границ на несколько порядков меньше проводимости домена и энергия активации в спектре электронных возбуждений на 10-20 % меньше, чем в объеме. Индуцируемые светом носители тока компенсируют электрическое поле поляризации и ухудшают сегнетоэлектрические свойства. В сегнетоэлектриках щель в спектре электронных возбуждений больше 3 эВ, а в феррите висмута щель находится в оптическом диапазоне и при замещении 3d металлами щель может смещаться в ИК диапазон. Создание мультиферроиков с небольшой щелью в спектре электронных возбуждений, и с большим поглощением электромагнитного излучения в видимом и в ИК диапазоне является перспективным для создания новых оптоэлектронных приложений, аттенуаторов, сенсоров и мемристорных устройств [3].

Для решения указанной выше проблемы синтезированы многослойные тонкопленочные соединения системы $\text{BiMn}(X)\text{Fe}(1-X)\text{O}_3$ с градиентом концентрации ($X=0.05$ и 0.15) и с градиентом ширины запрещенной зоны. Проведены исследования структурных, магнитных, диэлектрических и оптических свойств в широком диапазоне температур до 1000К и магнитных полей до 10 кЭ.

Пленки твердых растворов феррита висмута получены напылением заранее синтезированных твердых растворов на предметные стекла методом вспышки. Напыление

производилось в вакуумной установке для напыления пленок типа УВН-71Р-2. Давление в реакционной камере во время напыления составляло 10^{-2} - 10^{-3} Па. Температура танталового испарителя поддерживалась $\sim 2000^\circ\text{C}$. Подложки располагались на расстоянии 10 см от испарителя. Температура подложек менялась в интервале 250 - 300°C . Толщина пленки определялась оптическим методом из интерференции и варьировалась в интервале 200 - 600 нм. Исследована принципиальная возможность легирования перовскитной структуры ионами марганца, а так же проведен поиск условий образования и стабилизации полученных фаз в тонкопленочном состоянии.

Согласно данным экспериментальных исследований частичное замещение 3d элементами в системе $\text{BiMn}(X)\text{Fe}(1-X)\text{O}_3$ меняет магнитную структуру, формирует гистерезис с образованием доменов и доменных границ, которые приводят к дополнительной ферроэлектрической поляризации. По данным оптических измерений, замещение ионов железа ионами марганца с концентрацией $X=0.2$ привело к уменьшению оптической щели до 1.5 эВ. Согласно данным рентгеноструктурного анализа проведенного на установке ДРОН-3 в CuK_α – излучении при комнатной температуре, в интервале концентраций 0.15 - 0.2 с ростом концентрации происходит структурный переход и наблюдается сосуществование фаз. В результате замещения в области существования одной кристаллической структуры можно увеличить плотность сегнетоэлектрических и магнитных доменов. Следует отметить, что в исходном феррите висмута существуют три типа ферроэлектрических доменов 109° , 71° , 180° , имеющих определенную энергию активации и температуру перестройки доменной структуры. В процессе исследования пленок $\text{BiMn}(X)\text{Fe}(1-X)\text{O}_3$ с градиентным составом учитывалась не только роль доменной структуры, но и влияние кислородных вакансий на величину электрической поляризации.

В низкотемпературной области обнаружены максимумы в магнитной и диэлектрической проницаемости, связанные с пиннингом электронов в доменной стенке. В области комнатных температур производные магнитной и диэлектрической проницаемости по температуре достигают максимальных значений, связанных с переключением 109° доменов. Диэлектрическая релаксация описывается в модели Дебая на частотах меньших 10 кГц. Усиление магнетности во внешнем электрическом поле обусловлено переключением 71° доменов, обнаруженных в пленках BiFeO_3 . Уменьшение диэлектрических потерь на частотах порядка 10 кГц вызвано увеличением времени релаксации доменных границ в магнитном поле в модели Дебая. На более высоких частотах 100 кГц диэлектрические потери возрастают в магнитном поле в результате уменьшения времени релаксации и энергии активации вращения доменов в интервале температур переключения доменов.

Вклад доменов и кислородных вакансий оценивалась из температурной зависимости диффузии кислородных вакансий и из предистории пленки, охлажденной без поля и в электрическом поле. Температуры переориентации доменов были известны, диффузия вакансий по кислороду имеет активационный характер, а температурные зависимости этих процессов отличаются.

Таким образом, синтезированы новые тонкопленочные соединения $\text{BiMn}(X)\text{Fe}(1-X)\text{O}_3$ с градиентным составом. Определена зависимость магнитных свойств от предистории образца, установлена величина оптической щели и установлен магнетостатический эффект.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ-БРФФИ № 18- 52-00009, № 18-32-00079 mol_a

Литература

1. T. Choi, S. Lee, Y.J. Choi, V. Kiryukhin, S.W. Cheong. Science. V. 324, P. 63-6 (2009).
2. P. Poosanaas, A. Dogan, S.Thakoor, K.Uchino. J. Appl. Phys. V. 84, N. 3. P. 1508-1512 (1998)
3. Y.S. Yang, S.J. Lee, S. Yi, B.G. Chae, S.H. Lee, H.J. Joo, M.S. Jang. Appl. Phys. Lett. V. 76, N. 6. P. 774 - 776 (2000)

OBTAINING AND INVESTIGATION OF MULTIFERERIC NANOPARTICLES FOR HYPERTHERMIC PROBLEMS

Bychkov I.V., Kalganov D.A. *, Lupitskaya U.A., Pavlov D.A.
Chelyabinsk State University, Chelyabinsk

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ МУЛЬТИФЕРРОИКОВ ДЛЯ ЗАДАЧ ГИПЕРТЕРМИИ

И.В. Бычков, Д.А. Калганов*, Ю.А. Луницкая, Павлов Д.А.
Челябинский государственный университет, г. Челябинск
**e-mail: kalganov@csu.ru*

Нанодисперсные суспензии магнитных материалов получили широкое распространение в качестве контрастирующих препаратов при диагностике заболеваний методами магнитно-резонансной томографии и ультразвуковых исследований [1]. Перспективной сферой применения магнитных материалов является разработка современных гибридных лекарственных агентов. Использование для этих целей веществ, одновременно обладающих выраженными магнитными и электрическими свойствами – мультиферроиков – даст возможность неинвазивно управлять распределением агента в организме при помощи внешних магнитных полей, с высокой точностью контролировать температуру и равномерность нагрева при микроволновой гипертермии [2].

В настоящей работе цитрат-нитратным методом (метод Печини) были получены порошковые образцы наночастиц однофазных мультиферроиков составов $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{FeO}_3$ и $\text{Bi}_{0,9-x}\text{La}_{0,1}\text{Pr}_x\text{FeO}_3$, где $0 < x \leq 0,1$.

Фазовый состав образцов определяли рентгенодифракционным анализом в диапазоне углов $2\theta = 20^\circ - 50^\circ$ с шагом $0,05^\circ$ на дифрактометре ДРОН-3М (CuK α -излучение). Полученные данные указывают на низкое содержание примесных фаз $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ и $\text{Bi}_{25}\text{FeO}_{39}$ (картотека ICDD JCPDS), ромбоэдрически (рис.1, а) и орторомбически (рис.1, б-в) искаженную кристаллическую структуру перовскита. Морфология и размер частиц исследовалась методом сканирующей электронной микроскопии (JEOL-6510, Япония). На рисунке 2 представлены микрофотографии образца состава $\text{Bi}_{0,8}\text{La}_{0,1}\text{Pr}_{0,1}\text{FeO}_3$ со средним размером частиц ~ 1 мкм.

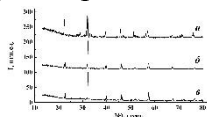


Рис.1. Рентгеновские дифрактограммы
попорошков составов **a** – BiFeO_3 ;

б – $\text{Bi}_{0,8}\text{La}_{0,2}\text{FeO}_3$; **в** – $\text{Bi}_{0,8}\text{La}_{0,1}\text{Pr}_{0,1}\text{FeO}_3$

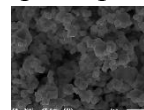


Рис.2. Микрофотографии частиц образца
состава $\text{Bi}_{0,8}\text{La}_{0,1}\text{Pr}_{0,1}\text{FeO}_3$.

[1] M.A. Abakumov, N.F. Grinenko, V.P. Baklaushev, T.O. Sandalova, N.V. Nukolova, A.V. Semyonova, M. Sokol'Ski-Papkov, H. Vishvasrao, A.V. Kabanov, V.P. Chekhonin. Bulletin of Experimental Biology and Medicine., **153**, 1, (2012) 89-93.

[2] T. Ibelli, S. Templeton, N. Levi-Polyachenko. International Journal of Hyperthermia., **34**, 2, (2018) 144-156.

POSTER SESSION

**PF. MAGNETIC DOMAINS, DOMAIN WALLS,
PROCESSES OF MAGNETIC REVERSAL**

MAGNETIC ANISOTROPY AND THE MAGNETIZATION PROCESS IN WEAK FIELDS OF NANOCRYSTALLINE FeCuNbMoSiB ALLOY

Kataev V.A.^{1*}, Starodubtsevr Yu.N.^{1,2} and Bessonova K.O.¹

¹ Ural Federal University, Mira str.19, Yekaterinburg, 620002, Russia

²Gammamet Research and Production Enterprise, Tatishchev str. 92, Yekaterinburg,620028, Russia

*e-mail: vakataev@urfu.ru

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ И ПРОЦЕСС НАМАГНИЧИВАНИЯ В СЛАБЫХ ПОЛЯХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА FeCuNbMoSiB

Катаев В.А.^{1*}, Стародубцев Ю.Н.^{1,2}, Бессонова К.О.¹

¹Уральский Федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Мира, 19, Россия

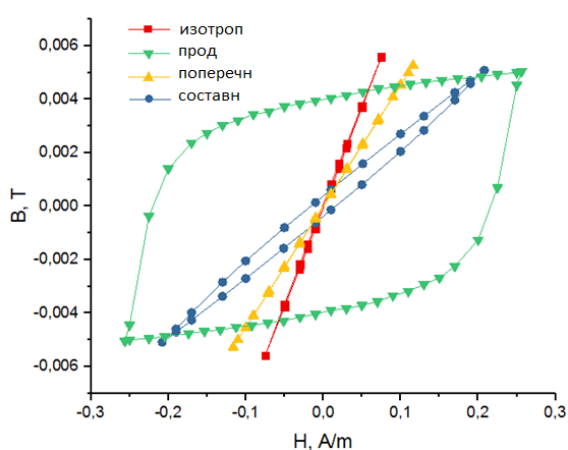
²НПП Гаммамет, 620028, Екатеринбург, Татищева, 92, Россия

*e-mail: vakataev@urfu.ru

Исследовали процесс перемагничивания образцов нанокристаллического сплава семейства Finemet [1] изотропных и с одноосной индуцированной анизотропией в слабых магнитных полях. Обнаружено, что во всех образцах имеется область полей, в которой выполняется закон Рэлея. Показано, что в изотропных образцах и образцах с поперечной анизотропией даже в области слабых полей велика роль процессов вращения намагниченности. В образцах с продольной анизотропией перемагничивание в области Рэлея осуществляется смещением доменных границ на расстояние сравнимое с корреляционной длиной [2]

$$L_{ex} \approx \sqrt{A/\langle K_1 \rangle} \quad (1)$$

где A – параметр обмена, K_1 – константа анизотропии. Форма петель гистерезиса в слабых полях для образцов с различной наведенной анизотропией и без нее приведена на рис. 1. В



образце с продольной анизотропией после достижения некоторого поля форма петли кардинально изменяется и становится прямоугольной. Показано, что в нанокристаллическом сплаве с одноосной индуцированной магнитной анизотропией не выполняется ряд эмпирических соотношений, полученных ранее на изотропных магнитных материалах Штейнметцом и Кобаяши, в частности, для зависимости гистерезисных потерь от максимальной и остаточной магнитной индукции.

Рис.1. Статические петли гистерезиса в слабых полях.

[1] Y. Yoshizawa, S. Oguma, and K. Yamauchi, J. Appl. Phys. vol. 64, pp. 6044–6046, 1988.

[2] G. Herzer, IEEE Trans. Magn. vol. 25, pp. 3327–3329, 1989.

[3] Steinmetz C.P. Proc. IEEE v. 72. pp.197–221, 1989, prepr. from Amer. Inst. El. Eng. Tr. v.9. p.3, 1892

[4] S. Kobayashi, a al. J. Appl. Phys. v. 107, 2010.

CHAOTIC DYNAMICS OF 3D TOPOLOGICAL SOLITONS IN MOVING DOMAIN WALLS IN THE PRESENCE OF RANDOM SPATIAL INHOMOGENETIES AND THERMAL FLUCTUATIONS

Zverev V.V.^{1,2}, Izmozherov I.M.^{1,2} and Baykenov E.Zh.^{1*}

¹ *Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia*

² *M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, Russia*

^{*} *e-mail: erlan.baikenov@urfu.ru*

ХАОТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ТРЕХМЕРНЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ СОЛИТНОВ В ДВИЖУЩИХСЯ ДОМЕННЫХ СТЕНКАХ ПРИ НАЛИЧИИ СЛУЧАЙНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ И ТЕПЛОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

Зверев В.В.^{1,2}, Изможеров И.М.^{1,2}, Байкенов Е.Ж.^{1*}

¹ *Уральский федеральный университет имени первого Президента России*

Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

² *Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия*

^{*} *e-mail: erlan.baikenov@urfu.ru*

При движении доменной стенки (ДС) в магнитной пленке (МП), помещенной в постоянное магнитное поле, происходит, с одной стороны, выделение энергии за счет изменения размеров доменов, а с другой - диссипация этой энергии. Таким образом, магнитная подсистема МП является открытой нелинейной динамической системой. В достаточно толстых МП известные эффекты возникновения колебаний скорости ДС (одномерная модель [1]) и перестроек продольной вихревой структуры ДС (двумерные модели [2]) не исчерпывают всех возможностей для реализации сложной динамики намагниченности. Спонтанное образование пространственно-временных структур, характерное для открытых и нелинейных систем, в случае МП реализуется в виде возникновения подвижных конфигураций, состоящих из топологических солитонов. Выполняя трехмерное микромагнитное моделирование для ДС, в начальный момент времени являющейся двумерной, можно наблюдать трансформацию двумерной конфигурации в трехмерную, происходящую вследствие продольной неустойчивости ДС. Существенно трехмерная нерегулярная динамика ДС в МП изучалась, в частности, в работах [3-5].

В данной работе методом микромагнитного моделирования исследуется влияние случайных факторов на сложную динамику тонкой структуры ДС в МП пермаллоя толщиной 50 нм и 100 нм при значении магнитного поля 100 Э. Мы показываем, что основные «быстрые» процессы топологических преобразований: рождения и аннигиляции v/av пар и $+/-$ пар БТ с противоположными топологическими зарядами, трехсолитонные процессы $v/av/БТ$ и т.д. (классификация таких процессов дана в [4]) слабо чувствительны к случайным флуктуациям параметров. В то же время общая картина динамического поведения системы при введении случайных возмущений заметно меняется, даже если эти возмущения малы. Таким образом, движущаяся ДС является неустойчивой системой с хаотическим (турбулентным) типом динамики.

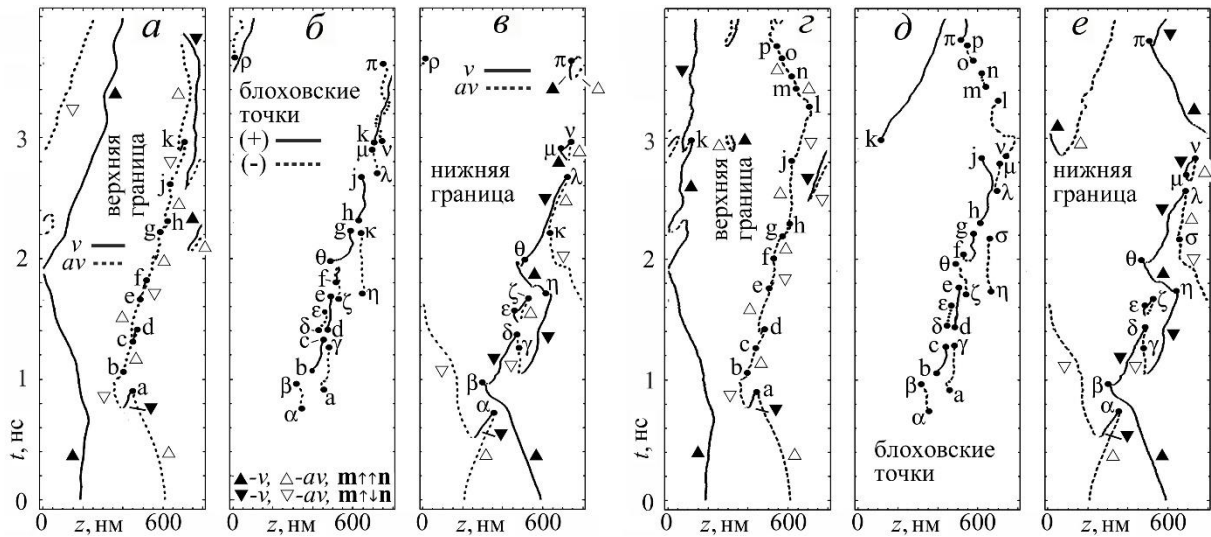


Рис.1. Траектории вихрей (v), антивихрей (av) и блоховских точек (+/-) в однородной пленке при температурах $T = 0$ К (а-в) и $T = 300$ К (г-е).

На рис. 1 приведен пример графиков, иллюстрирующих движение коров поверхностных вихрей (антивихрей) и БТ внутри МП при различной температуре. Кроме того, были проведены симуляции для однородной и случайно-неоднородной анизотропии (случайные отклонения порядка 1%); при различных начальных условиях.

Численные расчеты были выполнены путем решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта методом Хьюна, с использованием пакета программ `mtax3` [6]. Расчетная область имела вид параллелепипеда (расстояние между доменами 400 нм, толщина пленки 50 нм и 100 нм, размер вдоль ДС 800 нм, с наложением периодических граничных условий).

Динамическая визуализация топологических структур, состоящих из поверхностных вихрей, БТ [4] и трехмерных вихревых структур [5], выполнялась с использованием численных алгоритмов, предназначенных для расчета топологических зарядов двух типов.

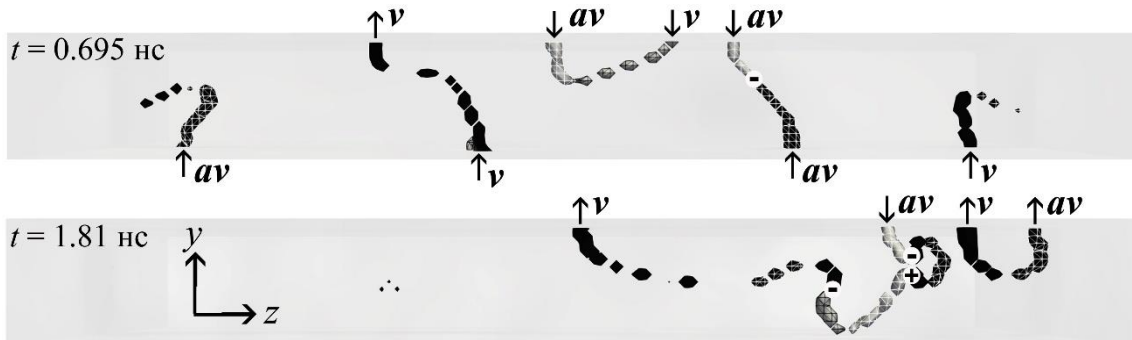


Рис.2. Пример визуализации топологической структуры ДС: "мгновенные снимки" линий коров топологических солитонов, обрывающихся на границах пленки и содержащих БТ (+) и (-).

[1] N.L. Schryer, L.R. Walker. J. Appl. Phys., **45**, 5406 (1974).
 [2] Б.Н. Филиппов. ФНТ, **28**, 991 (2002).
 [3] В.В. Зверев, Б.Н. Филиппов. ЖЭТФ, **144**, 126 (2013).
 [4] В.В. Зверев, Б.Н. Филиппов. ФТТ, **58**, 473 (2016).
 [5] В.В. Зверев, И.М. Изможеров, Б.Н. Филиппов. ФТТ, **60**, 294 (2018).
 [6] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, et al., AIP Advances **4**, 107133 (2014).

INDUCED PHASE TRANSITIONS IN HARD DOMAIN STRUCTURE OF UNIAXIAL FERRITE-GARNET FILM

Siryuk Ju.A.¹, Bezus A.V.¹, Bondar E.D.¹, Smirnov V.V.²

¹ *Donetsk National University, 83001, Donetsk, Ukraine*

² *DonFTI of A.A.Galkin, 83114, Donetsk, Ukraine*

*e-mail: *juliasiryuk@gmail.com*

ИНДУЦИРОВАННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЖЕСТКОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ ОДНООСНОЙ ПЛЕНКИ ФЕРРИТА-ГРАНАТА

Сирюк Ю.А.^{1*}, Безус А.В.¹, Бондарь Е.Д.¹, Смирнов В.В.²

¹ *Донецкий национальный университет, 83001, Донецк, Украина*

² *ДонФТИ им. А.А. Галкина, 83114, Донецк, Украина*

*e-mail: *juliasiryuk@gmail.com*

Проблема устойчивости доменных структур при изменении магнитного поля смещения (H) давно привлекает внимание и экспериментаторов, и теоретиков.

В [1] исследовалось влияние поля смещения на плотность и температурную стабильность решетки ЦМД в широком температурном интервале. Было показано, что наложение внешнего поля на сформированную решетку РЦД₁ приводит ее в неравновесное состояние, а при формировании РЦД в поле смещения возникает термодинамически равновесная решетка РЦД₂. Но в работах не учитывалась роль доменных границ (ДГ) в фазовых переходах (ФП) доменной структуры. Цель настоящей работы – при постоянной температуре исследовать влияние магнитного поля смещения на решетку ЦМД, на домены и на ДГ.

Для исследования выбрана пленка с развитой поверхностью $\langle 111 \rangle$, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевой подложке состава $(TmBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ ($T_N = 437K$, $T_C = 120K$), где T_N – температура Нееля, T_C – температура магнитной компенсации. Пленка имеет при комнатной температуре фактор качества $Q > 5$. При такой величине фактора качества в ДГ действием импульсного магнитного поля создаются вертикальные блоховские линии (ВБЛ) [2]. Доменная структура наблюдается благодаря эффекту Фарадея.

Из [2] следует, что жесткие ЦМД квантуются, т.е. могут иметь дискретные состояния, различающиеся числом ВБЛ. Следовательно, квантуются и доменные границы.

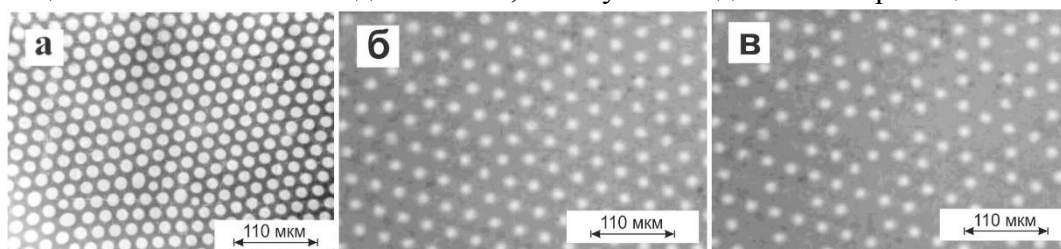


Рис.1. Виды ДС пленки при различных магнитных полях: А– РЦД ($H=0$), Б– $H>0$, В– $H=H_K$.

При $T = 300K$ и $H = 0$ создана решетка ЦМД (рис.1а). При формировании РЦД₁ импульсное поле создает такое количество ЦМД, при котором общая энергия решетки оказывается минимальной [3,4]. При наложении H на ДС к магнитоэпитаксиальной энергии

решетки добавляется зеemanовская энергия, плотность которой различна внутри и вне домена, что приводит к изменению диаметра ЦМД. Но эти энергии не могут изменить количества ЦМД, поэтому период РЦД₁ остается постоянным при наложении поля смещения. При $T = 300K$ создается максимальное (N_0) число ВБЛ в ДГ. При $H = H_{C_1}$ наблюдается коллапс

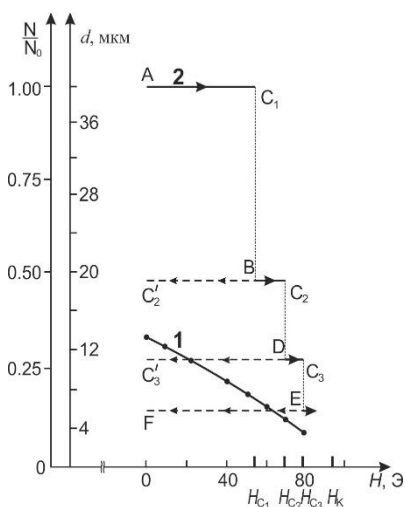


Рис.2. Полевые зависимости параметров пленки при $T=const$:
 1– диаметр ЦМД равновесной РЦД₂ (d);
 2– число ВБЛ в ДГ неравновесной РЦД₁ (N/N_0).

РЦД₁, при котором исчезает каждый центральный домен гексагональной упаковки (рис.1в, рис.2 т. C_1). Т.е. происходит ФП I рода в решетке ЦМД. Нарушается магнитное равновесие системы. При этом в доменной границе ЦМД резко уменьшается количество ВБЛ (рис.2, отрезок C_1B). При кратковременном действии импульсным магнитным полем восстанавливается полотно гексагональной решетки ЦМД с меньшей плотностью упаковки, меньшим диаметром домена и большим периодом. Параметры этой решетки соответствуют параметрам РЦД₂ при значении поля $H = H_{C_1}$. Экспериментально наблюдается процесс последовательного коллапсирования решеток при увеличении магнитного поля смещения до $H = H_{C_3} = H_{K_{ЦМД}}$ (рис.2).

Итак, изучено влияние магнитного поля на ДС: решетку ЦМД, домен и доменную границу. Исследовано два вида решеток: неравновесная РЦД₁ и равновесная

РЦД₂.

Экспериментально обнаружено, что при увеличении магнитного поля наблюдается процесс последовательных ФП I рода в РЦД₁, в домене и доменной границе. При фазовом переходе в решетке исчезает каждый центральный домен в гексагональной упаковке, диаметр оставшихся доменов уменьшается, а период решетки увеличивается. Фазовый переход в границе ЦМД происходит путем аннигиляции ВБЛ. Параметры неравновесной РЦД₁ приобретают значения, равные параметрам равновесной РЦД₂ при данной величине поля смещения (рис.2).

Значения полей, при которых происходят переходы, отделены друг от друга конечными интервалами, уменьшающимися с ростом периода решетки.

Полевой интервал динамической устойчивости решетки увеличивается с уменьшением количества ВБЛ в доменных границах ЦМД. При поле, близком к полю коллапса ЦМД, домен имеет простую блоховскую стенку [3]. Решетка, созданная из таких доменов, сохраняется в максимальном полевом интервале.

Ссылки на литературу.

[1] Ю.А. Мамалуй, Ю.А. Сирюк Влияние магнитного поля на фазовые переходы в гексагональных решетках ЦМД (Препринт ДонФТИ АН УССР, Донецк, 1986).
 [2] А. Малоземов, Дж. Слонзуски, Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами (Мир, Москва, 1982).
 [3] Ю.А. Сирюк, А.В. Безус, ФТТ. Т.55, №3. С.547-551 (2013).
 [4] Ю.А. Сирюк, А.В. Безус, Е.Д. Бондарь, В.В. Смирнов, ФТВД. Т.27, №4. С.110-115 (2017).

EXCHANGE BIAS IN FILMS OF IRON GROUP METALS AND ALLOYS OF AFTER HEAT TREATMENT

Gorkovenko A.N.^{1*}, Kulesh N.A.¹, Panchenko P.A.¹ and Vaskovskiy V.O.^{1,2}

¹*Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia*

²*Institute of Metal Physics, 620219, Ekaterinburg, Russia*

**e-mail: a.n.gorkovenko @urfu.ru*

ОБМЕННОЕ СМЕЩЕНИЕ В ПЛЁНКАХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА, ПОДВЕРГНУТЫХ ТЕРМООБРАБОТКЕ

Горьковенко А.Н.^{1*}, Кулеш Н.А.¹, Панченко П.А.¹, Васьковский В.О.^{1,2}

¹*Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия*

²*Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, Россия*

**e-mail: a.n.gorkovenko@urfu.ru*

В настоящее время в физике магнитных явлений ведутся активные исследования особенностей процессов перемагничивания магнитных пленок, обладающих однонаправленной анизотропией [1]. В связи с этим в данной работе было выполнено детальное изучение особенностей перемагничивания и магнитной анизотропии в пленочных обменносвязанных структурах типа Fe₅₀Mn₅₀/FM (где FM = Co, Fe, Ni, Fe₂₀Ni₈₀, Fe₁₁Ni₈₉, Co₃₀Ni₇₀) в исходном состоянии и после термомагнитной обработки при температурах 200 и 400 °С. Выбор композиционного состава плёнок обусловлен стремлением сравнить процессы перемагничивания слоев с различающейся кристаллической структурой и широко варьируемыми магнитными свойствами.

Исследуемые в работе многослойные пленки были получены методом магнетронного распыления на установке Orion-8. Подложками служили покровные стекла Corning. Образцы для исследования имели общую структурную формулу SiO₂/Ta(5)/Fe₂₀Ni₈₀(5)/Fe₅₀Mn₅₀(20)/FM(40)/Ta(5), в которой в скобках указаны толщины слоёв в нанометрах. Термомагнитная обработка образцов проводилась в вакууме и носила накапливающийся характер. Продолжительность отжига при каждой температуре составляла один час. Исследование процессов перемагничивания и наблюдение доменной структуры проводились с помощью Керровского микроскопа высокого разрешения Evico Magnetics.

В результате был получен и проанализирован ряд зависимостей магнитных свойств исследуемых пленок от угла приложения магнитного поля. Для интерпретации полученных результатов была использована модифицированная модель Стонера-Вольфарта, которая позволила достаточно хорошо описать петли гистерезиса и угловые зависимости полей смещения и коэрцитивной силы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ в рамках научного проекта № 18-72-10044.

Ссылки на литературу.

1. F. Hellman, I.K. Schuller et al, Reviews of Modern Physics, V. 89. P. 025006 (2017).

TOPOLOGICAL STRUCTURES IN DOMAIN WALLS OF THIN MAGNETIC FILMS WITH PMA: SIMULATIONS AND VISUALIZATION

Zverev V.V.^{1,2}, Baykenov E.Z.² and Izmozherov I.M.^{1,2*}

¹Institute of metal physics UB RAS, 620990, Yekaterinburg, Russia

²Ural federal university, 620002, Yekaterinburg, Russia

*e-mail: izmozherov@imp.uran.ru

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЁНОК С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ: МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВИЗУАЛИЗАЦИЯ

Зверев В.В.^{1,2}, Байкенов Е.Ж.², Изможеров И.М.^{1,2*}

¹Институт физики металлов УрО РАН, 620990 Екатеринбург, Россия

²Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, Россия

*e-mail: izmozherov@imp.uran.ru

Структура доменных границ (ДГ) в ферромагнитных материалах может существенным образом влиять на их движение во внешних полях, и, как следствие, на макроскопические свойства. Кроме того, интерес к изучению ДГ связан с возможностью создания устройств магнитной записи и чтения информации нового типа. В этой связи особый интерес представляют тонкие магнитные плёнки с перпендикулярной анизотропией, в которых требование минимизации полной энергии магнитной подсистемы связано с конкуренцией магнитостатического и анизотропийного вкладов, определяемой фактором качества $Q = K_u/2\pi M_s^2$, где K_u - константа одноосной анизотропии, M_s – намагниченность насыщения. В зависимости от значения Q , а также характера и величины внешних воздействий, могут наблюдаться разнообразные конфигурации расположения ДГ: полосовая структура, лабиринтная структура, цилиндрические магнитные домены (ЦМД)[1,2]. При этом, ДГ могут содержать точечные и линейные топологические структуры: блоховские линии и блоховские точки, которые могут существенно влиять на её свойства и характер структурных перестроек, представляющих собой фазовые переходы 1го и 2го родов в зависимости от того прикладывается ли поле перпендикулярно или параллельно плоскости плёнки. Но лишь в последние годы появилась возможность проводить масштабные трёхмерные компьютерные симуляции таких конфигураций с применением высокопроизводительных графических процессоров.

Данная работа представляет результаты трехмерного микромагнитного моделирования структуры ДГ в пленке Co(0001) с помощью программного пакета *mutax3* [3]. Проведена серия расчётов, имитирующая влияние постоянного внешнего магнитного поля на структурные перестройки в магнитной подсистеме с участием топологических объектов, таких как блоховские линии (БЛ) и блоховские точки (БТ), положение которых определялось путём расчёта соответствующих топологических инвариантов: гомотопического числа и числа вращения.

Для получения результатов использовался метод минимизации функционала энергии:

$$E = \iiint_V (w_a + w_m + w_e + w_z) d^3r \quad (1)$$

$$w_m = -\frac{1}{2} (\vec{H}_m \vec{M}) \quad (2)$$

$$w_e = A \left\{ \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (3)$$

$$w_a = -K_1 (\vec{k} \vec{M})^2 - K_2 (\vec{k} \vec{M})^4 \quad (4)$$

$$w_z = -(\vec{H} \vec{M}) \tag{5}$$

где, где K_1 и K_2 – константы анизотропии. A – обменный параметр, $\mathbf{H}^{(m)}$ – поле рассеяния, рассчитываемое как решение уравнений магнитостатики с обычными граничными условиями, \mathbf{H} – внешнее магнитное поле.

Параметры материала пленки были выбраны соответствующими экспериментальным для тонких гексагональных плёнок Co [4]: $A = 3,01 \times 10^{-6}$ эрг/см, $M_s = 1435$ Гс, $K_1 = 4,46 \times 10^6$ эрг/см³, $K_2 = 1,5 \times 10^6$ эрг/см³.

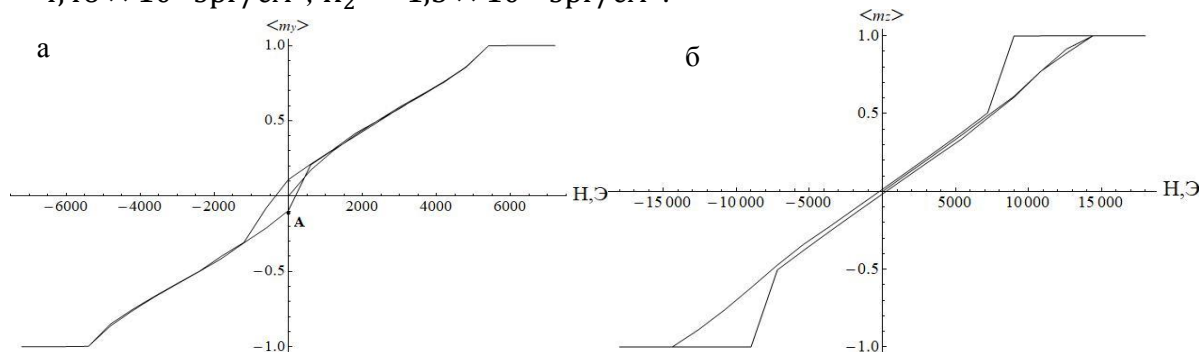


Рис.1. Петли гистерезиса в постоянном магнитном поле а) параллельном б) перпендикулярном плоскости плёнки

На первом этапе в качестве базового было получено распределение намагниченности при $H=0$, минимизирующее энергию случайно распределённой намагниченности.

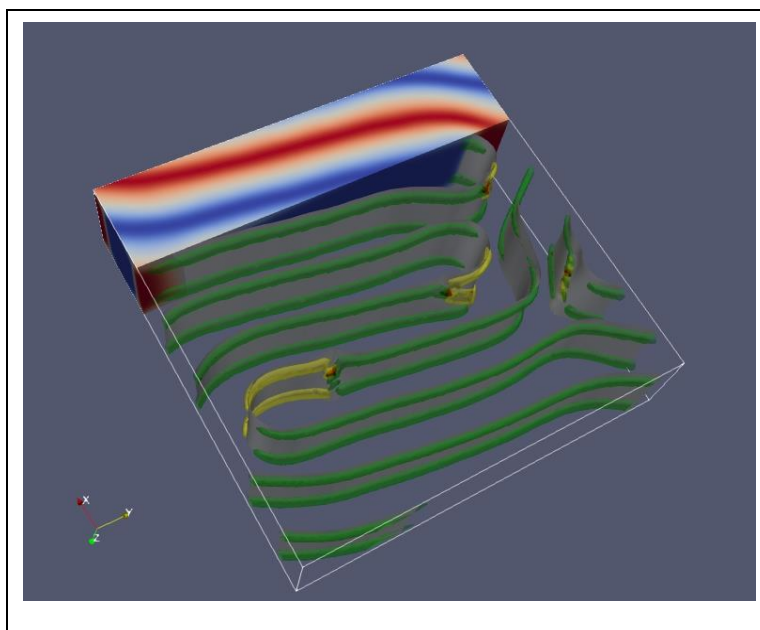


Рис. 2 3D-картина распределения намагниченности, отвечающая одной из точек петли гистерезиса (на петле точка обозначена буквой А) для случая поля, параллельного плоскости плёнки. ДГ (обозначены серым) содержат систему БЛ (жёлтые и зелёные линии) и БТ (красные точки). Градиент от синего цвета к красному отвечает изменению перпендикулярной компоненты намагниченности в доменах m_z от -1 до 1.

Далее были построены петли гистерезиса в постоянном поле, параллельном и перпендикулярном плоскости плёнки(рис.1), таким образом, что конечное распределение намагниченности для предыдущего значения H являлось начальным для следующего расчёта. При этом методом расчёта пространственного поля распределения топологических инвариантов фиксировалось положение и распределение блоховских линий и блоховских точек. В частности, показано, что блоховские линии не обязаны быть строго вертикальными и горизонтальными и могут образовывать кольцевую структуру (см.рис.2)

Ссылки на литературу.

[1] C. Kooy and U. Enz, Philips Res. Rep. V.15, P. 7-29 (1960)
 [2] Малоземов А., Слонзуски Дж.

Доменные стенки с цилиндрическими магнитными доменами (Мир, Москва 1982)
 [3] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge. AIP Advances V. 4 (10) 107133 (2014).
 [4]R. Naik, S. Nameed, P. Talagala, L. E. Wenger Journ. Appl. Phys V. 91, N. 10 P.7550-7552 (2002)

A STUDY OF THE MICROMAGNETIC STRUCTURE OF DOMAIN WALLS IN ULTRATHIN MAGNETIC FILMS

Semenov V.S.

Trapeznikov Institute of Control Problems of RAS, 117997, Moscow, Russia

e-mail: vsemssem@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В УЛЬТРАТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Семенов В.С.

Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, 117997, Москва, Россия

e-mail: vsemssem@mail.ru

В слабоанизотропных тонких магнитных пленках с осью легкого намагничивания (ОЛН), лежащей в плоскости пленки, домены с противоположным направлением намагниченности разделяются доменными границами (ДГ) Нееля. Распределение намагниченности в этих ДГ характеризуется направляющим косинусом $m_x(x)$ вектора намагниченности \vec{M} , где ось x перпендикулярна ОЛН. Экспериментальное исследование с помощью электронного микроскопа [1] показало, что ДГ Нееля состоит из трех областей: узкой ((шириной порядка толщины пленки) центральной области («ядра») и двух симметрично расположенных относительно ядра боковых областей («дворотов»), ширина которых составляет на порядок больше, по сравнению с шириной ядра. Обзор работ, посвященных теоретическому исследованию распределения намагниченности в ДГ Нееля с помощью аналитических моделей, представлен в [2]. В этой работе рассмотрена аналитическая модель ДГ Нееля с логарифмическим изменением намагниченности в доворотах и получены самые низкие значения (среди аналитических моделей) значения полной энергии ДГ Нееля. Однако «истинная» структура доменной границы, по-видимому, отличается от структуры, задаваемой аналитической моделью, так как полученные значения в [2] критерия Аарони [3] достаточно далеки от единицы. В работе [4] с использованием численного метода было получено точное распределение намагниченности для одномерной ДГ Блоха. Однако попытка определить численным методом распределение намагниченности для ДГ Нееля не удалась из-за очень больших протяженных доворотов и вследствие малой производительности вычислительных средств того времени.

В данной работе на основе численного метода исследована структура ДГ Нееля для ультратонкой магнитной пленки толщиной 1 нм (10 Ангстрем), для которой принимаем, что изменение намагниченности происходит только в плоскости пленки с одномерным распределением.

Изменение вектора намагниченности $\vec{M}(x)$ зависит только от одной переменной x в области ширины ДГ ($-R \leq x \leq R$) и это изменение представим с помощью направляющих косинусов $m_x(x)$ и $m_z(x)$ ($m_y(x) = 0$)

$$\vec{M}(x) = M_S \vec{m} = M_S (m_x(x) \vec{i} + m_z(x) \vec{k})$$

с граничными условиями для направляющих косинусов

$$m_x(x = \pm R) = 0, m_z(x = \pm R) = \pm 1, dm_x(x = \pm R) / dx = dm_z(x = \pm R) / dx = 0.$$

Распределение намагниченности $\vec{m}(x)$ находим из статического решения уравнения Ландау-Лифшица:

$$[\vec{m} \times \vec{H}_{eff}] = 0, \quad \vec{m}^2 = 1.$$

Составляющие эффективного поля для одномерной ДГ Нееля имеют вид

$$H_{effx} = \frac{2A}{M_S} \nabla^2 m_x - \frac{2K}{M_S} m_x + H_x,$$

$$H_{effz} = \frac{2A}{M_S} \nabla^2 m_z,$$

где A - обменная константа, K - константа анизотропии, M_S - намагниченность насыщения. Магнитное поле $H_x(x)$ определяется выражением

$$H_x(x) = 2M_S \int_{-R}^R \rho_m(x') \left[2 \arctg \frac{2D}{x-x'} - \frac{x-x'}{2D} \ln \left(1 + \frac{4D^2}{(x-x')^2} \right) \right] dx',$$

где

$$\rho_m(x) = -M_S \partial m_x(x) / \partial x.$$

Для вычисления составляющих энергии ДГ и эффективных полей численным методом непрерывное изменение намагниченности $\vec{M}(x) = M_S \vec{m} = M_S (m_x(x) \vec{i} + m_z(x) \vec{k})$ заменяется дискретным распределением $\vec{M}(I) = M_S (m_x(I) \vec{i} + m_z(I) \vec{k})$. Вся область ширины ДГ делится N бесконечных призм, параллельных ОЛН, шириной $\Delta = 2R/N$. Составляющие эффективного поля для проведения численных расчетов принимают вид:

$$H_{effx}(I) = \frac{2A}{M_S \Delta^2} [m_x(I-1) + m_x(I+1)] - \frac{2K}{M_S} m_x(I) + H_x(I),$$

$$H_{effz}(I) = \frac{2A}{M_S \Delta^2} [m_z(I-1) + m_z(I+1)].$$

Определение равновесного распределения осуществляется численным методом [4]. При равновесном состоянии (в идеальном случае) направление эффективного поля $\vec{H}_{eff}(I)$ должно совпадать с направлением вектора $\vec{m}(I)$ для каждого значения I . Для каждого значения I находим нормализованное эффективное поле $\vec{h}(I) = \vec{H}_{eff}(I) / |\vec{H}_{eff}(I)|$. Разница $\varepsilon(I) = |\vec{h}(I) - \vec{m}(I)|$ является мерой несовпадения эффективного поля с истинным направлением намагниченности для данного значения I . Значение $\vec{m}(I)$ заменяется найденным значением $\vec{h}(I)$ и последующее вычисление значений эффективных полей для $I+1$ продолжается с учетом найденного значения $\vec{m}(I)$. После прохождения полного цикла значений I ($2 \leq I \leq N-1$) определяются полная энергия ДГ, максимальное значение $\varepsilon_{max}(I)$ и критерий Аарони.

Вычисления были выполнены для ультратонкой пленки толщиной $2D = 1$ нм со значениями обменной константы $A = 10^{-6}$ эрг/см, константы анизотропии $K = 10^3$ эрг/см³ и намагниченности насыщения $M_S = 800$ Гс с постоянным шагом $\Delta = 0,5$ нм.

Литература

1. E. Fuchs, Z. Angew. Phys., **В 44**, 203 (1962).
2. В. С. Семенов, ФММ, **116**, 3 (2015).
3. A. Aharoni, J. Appl. Phys., **39**, 401 (1968).
4. Brown W. F., Jr., La Bonte A., J. Appl. Phys., **36**, 1380 (1965).

INVERSE MAGNETIC TRANSITIONS IN $Y_{3-x}Fe_{5+x}O_{12}$ FILMS

Mezin N.I.¹, Nepochatykh Yu.I.^{1*}, Koledov V.V.², Shavrov V.G.².

¹*Donetsk Institute for Physics and Engineering, Donetsk, Ukraine*

²*Kotelnikov IRE RAS, Moscow, Russia, 125009, Mokhovaya 11/7*

^{*}*e-mail: nepo@bk.ru*

ИНВЕРСНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПЛЕНКАХ $Y_{3-x}Fe_{5+x}O_{12}$

Мезин Н.И.¹, Непочатых Ю.И.^{1*}, Коледов В.В.², Шавров В.Г.²

¹*Донецкий физико-технический институт, 83114, Донецк, Украина*

²*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия*

^{*}*e-mail: nepo@bk.ru*

Железоиттриевый гранат (ЖИГ) - один из наиболее распространенных ферритовых материалов, используемых в современной электронике. В [1] сообщается о новой модификации ЖИГ, отличающейся от традиционного граната повышенным содержанием железа и имеющего общую формулу $Y_{3-x}Fe_{5+x}O_{12}$, где $0 \leq x \leq 1.5$. Пленки нового феррита были выращены на подложках гадолиний-галлиевого граната методом жидкофазной эпитаксии. Рост пленок осуществлялся из слабодиссоциированного раствора-расплава посредством гранатовых и ортоферритовых кластеров, для образования которых в качестве шихты использовались поликристаллические ЖИГ и ортоферрит иттрия. Полученные пленки имели повышенные значения намагниченности насыщения и полей анизотропии при сохранении узкой линии ФМР и характеризовались аномалиями температурной зависимости намагниченности. В настоящей работе приводятся результаты исследований полевых и температурных зависимостей магнитной восприимчивости в пленках $Y_{3-x}Fe_{5+x}O_{12}$. На рис.1 представлены сравнительные характеристики пленок нового феррита и традиционного ЖИГ.

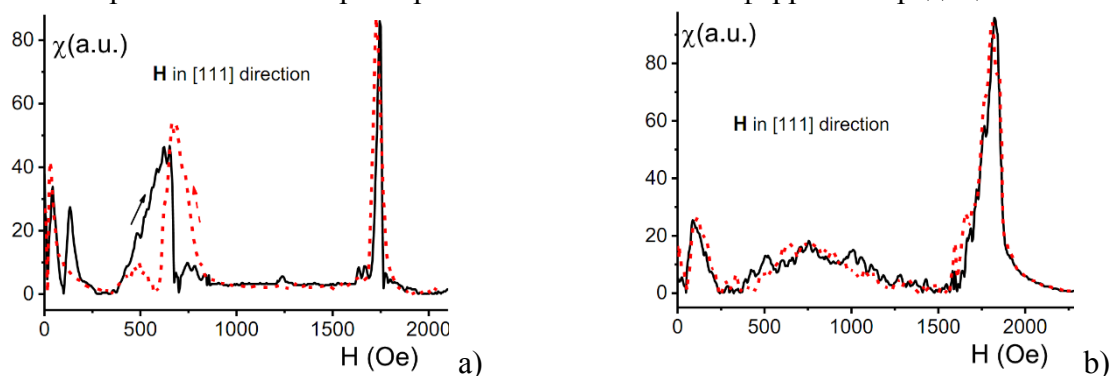


Рис.1. Полевые зависимости магнитной восприимчивости пленок $Y_{3-x}Fe_{5+x}O_{12}$ (a) и ЖИГ (b) при их перемагничивании в поле: $-2,5 \div 0 \div 2,5$ kOe ($|-2,5 \div 0|$ - штриховая и $0 \div 2,5$ kOe - сплошная линии).

На графике $Y_{3-x}Fe_{5+x}O_{12}$ присутствует дополнительный магнитный переход, имеющий инверсный характер. Для объяснения полученных особенностей сделано предположение о существовании в пленках нового феррита дополнительной метастабильной магнитной подсистемы.

Ссылки на литературу

[1] N.I Mezin, N. Yu. Starostyuk, S.V. Yampolskii. JMMM, 442, (2017) 189.

**INVESTIGATION OF THE DYNAMICS OF DOMAIN WALLS RAPIDLY QUENCHED
FERROMAGNETIC WIRES PROCESSED BY CONSTANT ELECTRIC CURRENT**

Morozova N.V.*, Morozov I.L., Semenov A.L., Gavriiliuk B.V., Gavriiliuk A.A.

Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia

**e-mail: natek@email*

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ
ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПРОВОЛОК, ОБРАБОТАННЫХ ПОСТОЯННЫМ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ**

Морозова Н.В.*, Морозов И.Л., Семенов А.Л., Гаврилюк Б.В., Гаврилюк А.А.

Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия

**e-mail: natek@mail.ru*

Проведено исследование влияния условий предварительной обработки быстрозакаленных ферромагнитных проволок на основе переходных металлов на их динамические магнитные параметры, в частности, основные параметры петли магнитного гистерезиса и скорость продвижения доменных границ. Быстрозакаленные проволоки с различным значением магнитострикции λ_s составов $Fe_{75}Si_{10}B_{15}$ ($\lambda_s \approx 3 \cdot 10^{-5}$, диаметра $d \approx 120$ мкм), $Co_{66}Fe_4Nb_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ ($\lambda_s \approx 10^{-8}$, $d \approx 160$ мкм) и $Co_{66}Fe_4Ta_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ ($\lambda_s \approx -10^{-8}$, $d \approx 110$ мкм), полученные методом вытягивания из расплава в ЦНИИ ЧЕРМЕТ им. Л.П. Бардина, обрабатывались постоянным электрическим током различной плотности $j = 0 - 50$ МА/м² на воздухе в течение 2 минут. Выбор интервала j определялся необходимостью как снятия внутренних закалочных напряжений в исследованных образцах, препятствующих процессу намагничивания, так и недопущением перехода проволок в кристаллическое состояние. Измерение скорости V доменных границ от величины магнитного поля H в проволоках осуществлялось методом Сикстуса-Тонкса [1]. Для анализа полученных результатов индукционным методом измерены динамические петли гистерезиса [2]. Магнитное поле в процессе измерения V и параметров петли гистерезиса проволок прикладывалось вдоль их длины. Как следует из полученных результатов (рис.1) зависимости $V(H)$ в проволоках при всех j могут быть описаны соотношением:

$$V = S(H - H_{cm}), \quad (1)$$

где S - подвижность доменной границы в ядре проволоки, H - внешнее магнитное поле, H_{cm} - поле смещения доменной границы в ядре проволоки. На рисунках 1(а-в) приведены зависимости $V(H)$ для проволок, прошедших обработку при различных j , имеющие линейный характер. Скорость V и подвижность S доменных границ в ядре проволок зависит от величины j . Так наибольшая подвижность S доменных границ у проволок состава $Fe_{75}Si_{10}B_{15}$ наблюдается в образцах, прошедших обработку при $j \approx 40$ МА/м². Вместе с тем, измерить V при таком значении j можно только при относительно низких значениях H . Аналогичные результаты получены и для проволок составов $Co_{66}Fe_4Nb_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ и $Co_{66}Fe_4Ta_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$.

Наибольшее влияние величина j оказывает на петли гистерезиса проволок состава $Fe_{75}Si_{10}B_{15}$. В проволоках составов $Co_{66}Fe_4Nb_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ и $Co_{66}Fe_4Ta_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ влияние j на динамические петли гистерезиса значительно меньше. Минимальное значение остаточной индукции B_r в проволоках $Fe_{75}Si_{10}B_{15}$ достигается при $j \approx 40$ МА/м², т.е. у образцов с максимальной S . При дальнейшем увеличении j величина B_r возрастает.

Полученные из петель гистерезиса значения B_r и B_s позволяют оценить размер r ядра проволоки из зависимости:

$$r = R (B_r/B_s)^{1/2}, \tag{2}$$

где B_s – индукция насыщения проволоки, R – радиус проволоки. Зависимости $r(j)$ для проволок трех составов проволок приведены на рисунке 1, г.

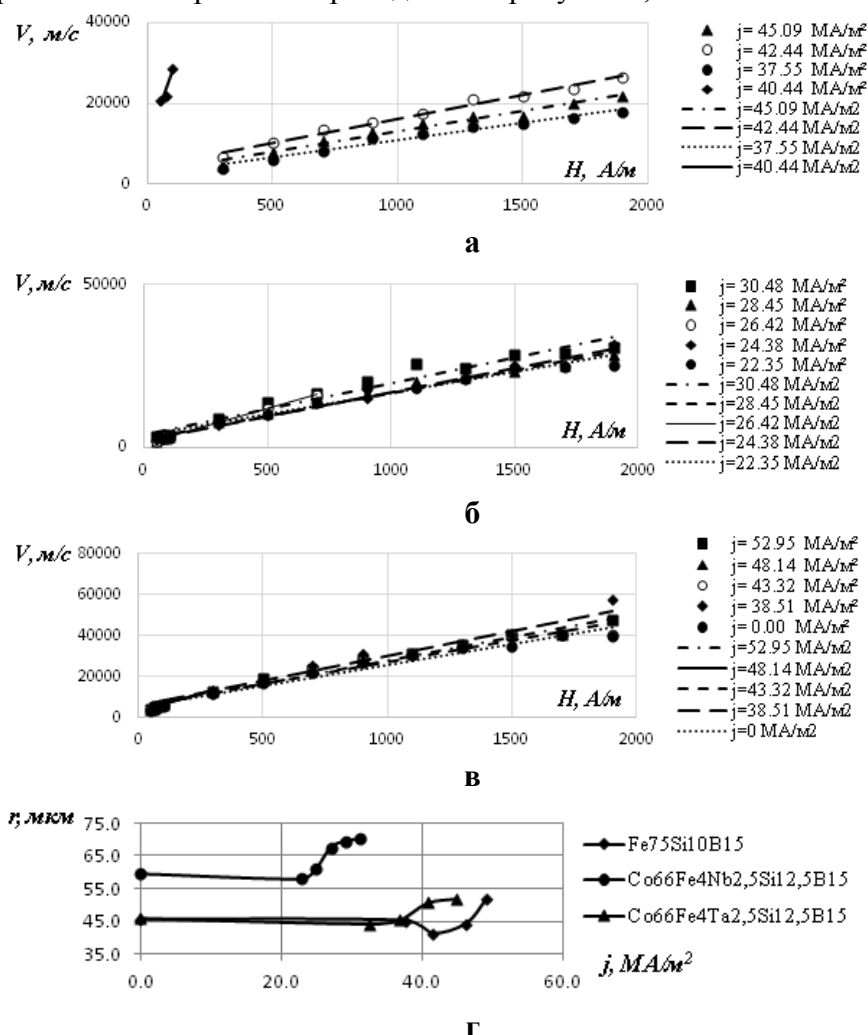


Рис. 1. Магнитополевые зависимости $V(H)$ скорости движения доменных границ в быстрозакаленных проволоках составов (а) - Fe₇₅Si₁₀B₁₅, (б) - Co₆₆Fe₄Nb_{2,5}Si_{12,5}B₁₅, (в) - Co₆₆Fe₄Ta_{2,5}Si_{12,5}B₁₅, прошедших обработку постоянным электрическим током различной плотности j , (г) – зависимость радиуса ядра проволоки от плотности электрического тока обработки j .

расположенные участки проволоки. Такое поле тем больше, чем выше S и чем меньше r . Создается т.н. «диффузная» доменная граница, не имеющая определенной локализации. При этом в измерительной катушке методом Сикстуса-Тонкса не удается получить выраженный электрический сигнал, а, следовательно, и наблюдать зависимость $V(H)$. Т.о. возникновение диффузной доменной границы приводит к неопределенностям измерения ее скорости распространения в проволоках в области относительно высоких магнитных полей.

Работа выполнена по заданию Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ, проект 3.1941.2017/4.6

[1] Varga R. // Acta physica slovacica. 2012. V. 62, N. 5, P. 411 – 518.
 [2] Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В. // Успехи физических наук. 1974. Т.113. В.4. С.569–595.

**EFFECT OF ELECTRIC CURRENT PROCESSING ON THE TEMPERATURE
DEPENDENCE OF MAGNETODYNAMIC CHARACTERISTICS OF RAPIDLY
QUENCHED WIRES BASED ON COBALT**

Morozova N.V.^{*}, Morozov I.L., Semenov A.L., Zubritsky S.M., Gavriliuk A.A.

Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia

**e-mail: natek@email*

**ВЛИЯНИЕ ОБРАБОТКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ НА ТЕМПЕРАТУРНЫЕ
ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ ПРОВОЛОК НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА**

Морозова Н.В.^{*}, Морозов И.Л., Семенов А.Л., Зубрицкий С.М., Гаврилюк А.А.

Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия

**e-mail: natek@mail.ru*

В работе проведено исследование влияния предварительной обработки электрическим током на температурные зависимости динамических магнитных характеристик быстрозакаленных ферромагнитных проволок на основе кобальта. Быстрозакаленные низкострикционные проволоки составов $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ ($\lambda_s \approx 10^{-8}$, $d \approx 165$ мкм) и $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ ($\lambda_s \approx 10^{-8}$, $d \approx 110$ мкм), полученные методом вытягивания из расплава в ЦНИИ ЧЕРМЕТ им. Л.П. Бардина, обрабатывались постоянным электрическим током различной плотности $j=0 \div 45$ МА/м² на воздухе в течение 2 минут. Выбор интервала j определялся необходимостью как снятия внутренних закалочных напряжений в исследованных образцах, препятствующих процессу намагничивания, так и недопущением перехода проволок в кристаллическое состояние. Измерение динамических петель гистерезиса осуществлялось индукционным методом [1]. Магнитное поле в процессе измерения параметров петли гистерезиса проволок прикладывалось вдоль их длины, при этом температура нагрева T образцов варьировалась в диапазоне от 20 до 350⁰С.

По результатам работы (рис.1) можно сделать следующие выводы:

1. При всех плотностях тока обработки образцов увеличение температуры их нагрева приводит к уменьшению основных динамических магнитных параметров петель гистерезиса (остаточной индукции B_r , коэрцитивной силы H_c и дифференциальной магнитной проницаемости μ_d), что свидетельствует о приближении к температуре Кюри, которая для исследуемых образцов составила 165-180⁰С.

2. Полученные из петель гистерезиса значения B_r и B_s позволяют оценить размер r ядра проволоки из зависимости:

$$r=R (B_r/B_s)^{1/2},$$

где B_s – индукция насыщения проволоки, R – радиус проволоки. Так, при малых значениях плотности тока отработки образцов протекают процессы структурной релаксации, что приводит к снижению уровня внутренних закалочных напряжений и увеличению объема ядра проволоки, а, следовательно, и значений B_r и μ_d .

3. Начало процесса кристаллизации образцов при более высоких значениях плотностей тока предварительной обработки образцов сопровождается ростом уровня внутренних напряжений, уменьшением объема ядра проволоки, переходу его в многодоменное состояние, и как следствие этого, уменьшением величины B_r и μ_d .

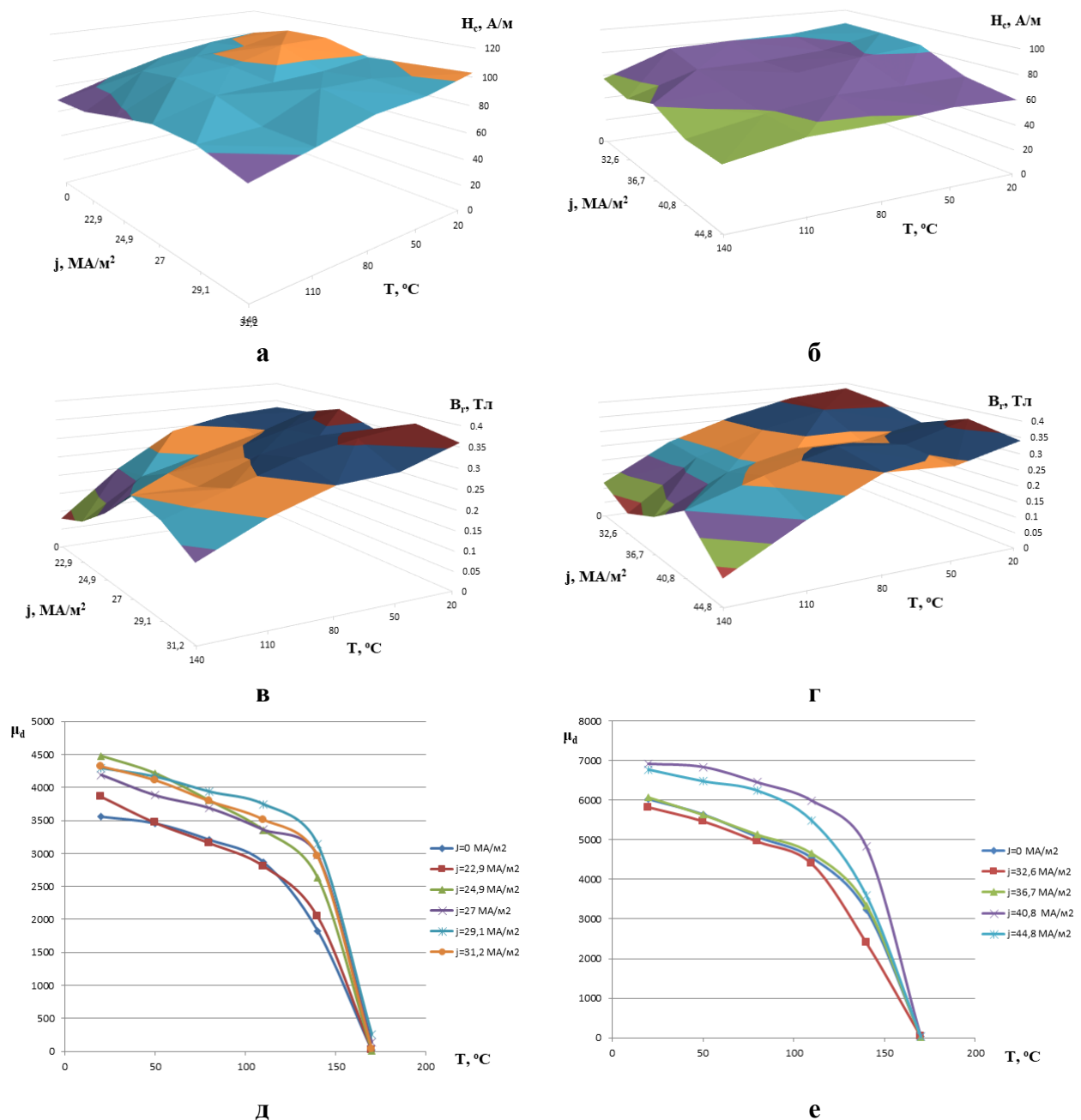


Рис.1. Зависимости коэрцитивной силы H_c проволок (а) $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ и (б) $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, остаточной индукции B_r проволок (в) $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ и (г) $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, а также, дифференциальной магнитной проницаемости μ_d проволок (д) $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ и (е) $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ от температуры нагрева T и плотности тока их предварительной обработки j .

Работа выполнена по заданию Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ, проект 3.1941.2017/4.6

[1] Магнитные свойства твердых тел, А.А. Гаврилюк, А.В. Семиров, Н.В. Морозова, Е.А. Голыгин - Магнитные свойства твердых тел – Иркутск: Изд-во ИГУ, 2014. – С. 144-146.

**MAGNETIC PROPERTIES OF QUICK-CLOSED PLASTICALLY DEFORMED WIRE
Fe₇₅Si₁₀B₁₅**

**Morozova N.V., Semenov A.L., Morozov I.L., Zubritsky S.M., Gavriliuk A.V.,
Gavriliuk B.V., Golygin E.A., Gavriliuk A.A.***

Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia

**e-mail: zubr@api.isu.ru*

**МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ ПЛАСТИЧЕСКИ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ПРОВОЛОК Fe₇₅Si₁₀B₁₅**

**Морозова Н.В., Семенов А.Л., Морозов И.Л., Зубрицкий С.М., Гаврилюк А.В.,
Гаврилюк Б.В., Голыгин Е.А., Гаврилюк А.А.**

Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия

**e-mail: zubr@api.isu.ru*

Исследовано влияние одновременного воздействия постоянным электрическим током в диапазоне плотностей j от $3,54 \cdot 10^7$ до $4,42 \cdot 10^7$ А/м² и прикладываемых растягивающих напряжений величиной $\sigma_{pre} = 1,74 \cdot 10^8$ Па на температурные зависимости ΔE – эффекта ($\Delta E/E_0 = (E_H - E_0)/E_0$, где E_H и E_0 – модули упругости исследуемых образцов в магнитном поле H и в его отсутствии, соответственно) и динамических магнитных параметров быстро закаленных проволок состава Fe₇₅Si₁₀B₁₅ длиной 0,05 м и диаметром $1,2 \cdot 10^{-4}$ м. Обработка проволок осуществлялась на воздухе в течение 2 минут. Целью обработки являлось создание в проволоках пластической деформации и наведение магнитной анизотропии.

Образцы имеют константу магнитострикции $\lambda_S \approx 30 \cdot 10^{-6}$. На рис. 1 представлены полевые зависимости ΔE -эффекта в процессе нагрева (а,в,д) и охлаждения (б,г,е) цикла “нагрев-охлаждение”. Интервал температур нагрева составлял от 20° до 330°С. В необработанных проволоках реализуется отрицательный ΔE -эффект, т.е. наблюдается первоначальное уменьшение модуля упругости при приложении H . При нагреве до относительно высоких температур ($T=210 - 330^\circ\text{C}$), на зависимости $\Delta E/E_0(H)$ появляется характерный минимум, который смещается с ростом температуры в область меньших H . При охлаждении образца в проволоках наблюдается только положительный ΔE -эффект.

Изучены петли гистерезиса быстро закаленных проволок. К исследованным проволокам в процессе эксперимента прикладывались растягивающие напряжения в диапазоне σ от 0 до 164.8 МПа. Помимо этого образцы подвергались термоциклированию в интервале температур T от 20° до 270°С. Как следует из полученных зависимостей, ход петель гистерезиса проволок существенно зависит от величины j . С ростом j возрастает прямоугольность петли гистерезиса, значительно увеличивается его остаточная индукция B_r .

На основании проведенных исследований могут быть сделаны следующие выводы, касающиеся динамических магнитных и магнитоупругих параметров быстро закаленных проволок состава Fe₇₅Si₁₀B₁₅;

В исследованных проволоках возникновение пластических деформаций приводит к изменению хода полевой зависимости ΔE – эффекта (переход от отрицательного ΔE – эффекта к положительному ΔE – эффекту), что связано с ростом объема ядра проволоки и увеличению вклада процесса смещения доменных границ при намагничивании проволоки по сравнению с процессами поворота намагниченности. При этом с ростом температуры нагрева проволоки

абсолютная величина ΔE – эффекта уменьшается. В результате проведения циклического процесса “нагрев - охлаждение”, абсолютное значение ΔE – эффекта уменьшается, а сам он становится положительным.

С ростом величины пластических деформаций значительно увеличивается остаточная индукции B_r проволок, что также связано с ростом объема их ядра, переманичивающегося смещением доменных границ. Наибольшую чувствительность к действию растягивающих напряжений, прикладываемых в процессе измерения магнитных параметров, имеют проволоки с выраженной пластической деформацией, не прошедшие стадии объемной кристаллизации.

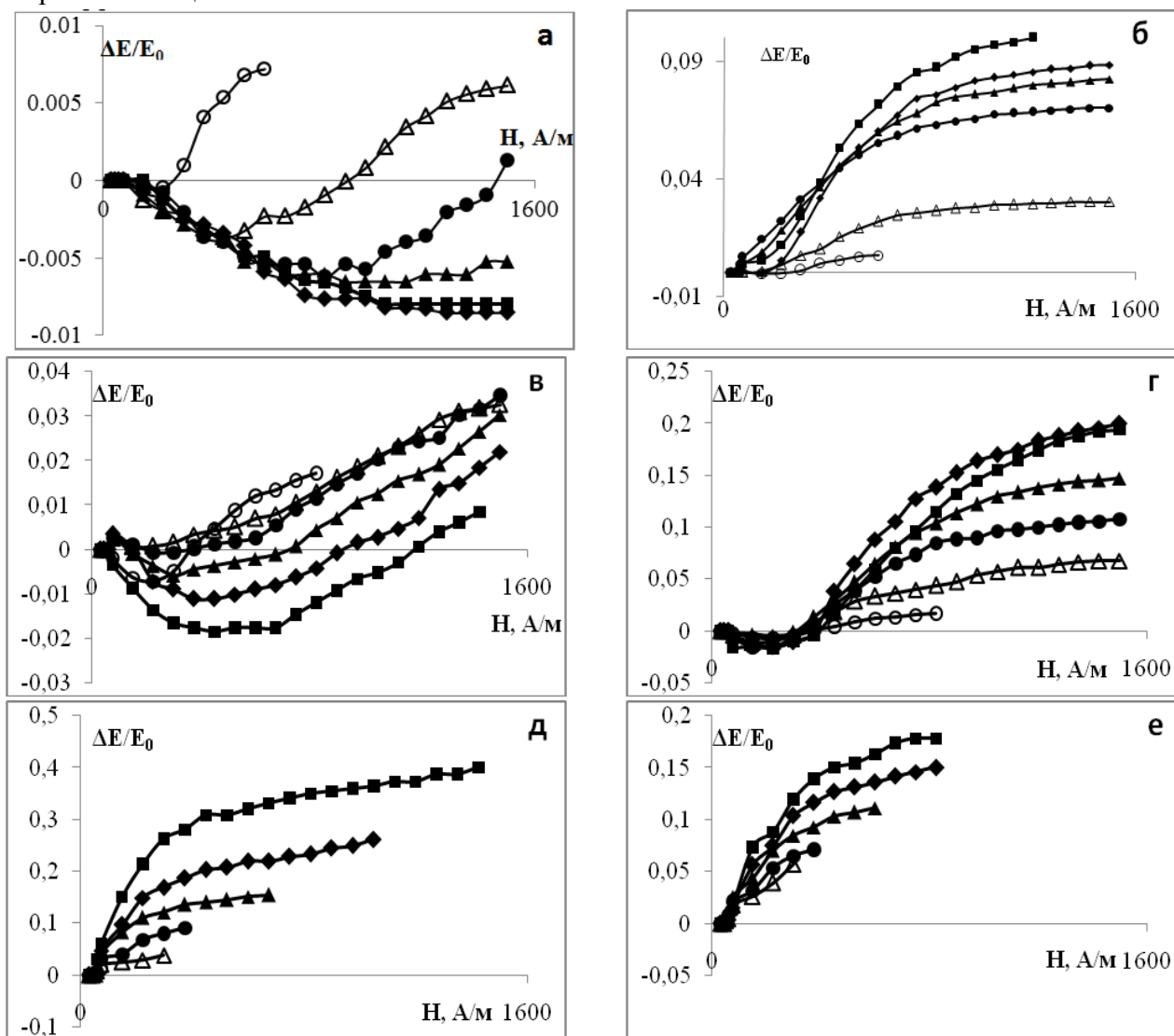


Рис.1. Полевые зависимости ΔE -эффекта проволок состава $Fe_{75}Si_{10}B_{15}$, прошедших предварительную обработку током плотностью: (а,б) – $j=0$, (в,г) – $j=39.8 MA/m^2$, (д,е) – $j=42.4 MA/m^2$, при одновременном приложении растягивающих напряжений $1,74 \cdot 10^8$ Па. За (а,в,д) - нагрев; (б,г,е) –охлаждение. Температура нагрева/охлаждения: ■ – $20^\circ C$; ◆ – $90^\circ C$; ▲ – $150^\circ C$, ● – $210^\circ C$, Δ – $270^\circ C$, ○ – $330^\circ C$.

Работа выполнена по заданию Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ, проект 3.1941.2017/4.6

DOMAIN STRUCTURE AND THE QUANTITATIVE ANALYSIS OF MAGNETIC REVERSAL PROCESSES IN Nd-Fe-B PERMANENT MAGNETS

Pastushenkov Yu.G.^{1*}, Skokov K.P.², Pastushenkov A.G.¹.

¹*Tver State University, 170100, Tver, Russia*

²*TU Darmstadt, 64278, Darmstadt, Germany*

**e-mail: yupast@mail.ru*

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ПОСТОЯННЫХ МАГНИТАХ Nd-Fe-B

Пастушенков Ю.Г.^{1*}, Скоков К.П.², Пастушенков А.Г.

¹*Тверской государственной университет, 1700100, г. Тверь, Россия*

²*Технический университет, 64287, г. Дармштадт, Германия*

**e-mail: yupast@mail.ru*

В последнее десятилетие активный поиск новых магнитотвердых материалов связан с экспресс-методами металлографии, в которых центральное место занимает количественный анализ магнитной доменной структуры (ДС) многофазных поликристаллических материалов [1]. Как известно, классические модели ДС разработаны для монокристаллов поэтому их

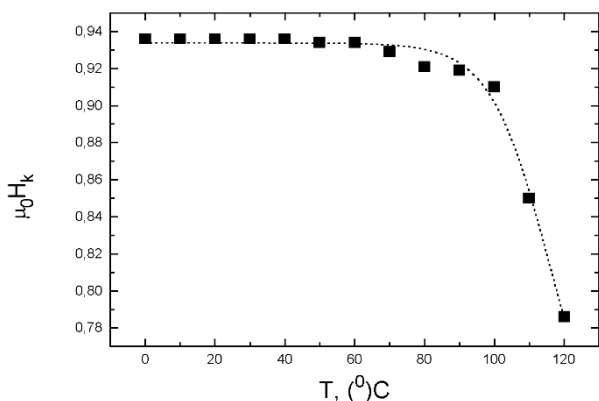


Рис.1. Температурная зависимость поля H_K магнита $(NdTb)_{16}(FeCoAl)_{76}B_8$

применение к многофазным поликристаллическим материалам может привести к существенным ошибкам при количественном анализе ДС [2]. Данная работа развивает возможную схему количественного анализа процессов перемагничивания, основанную на концепции критических полей [3], на примере постоянных магнитов Nd-Fe-B. В качестве критических полей используются поля H_S (поле насыщения отдельного зерна магнита), H_K (поле удаления из зерна зародышей доменов обратного знака) и H_N

(поле зародышеобразования зерна). Получены количественные оценки этих полей для ряда составов магнитов Nd-Fe-B на основании наблюдений ДС в отдельных зернах магнитов в размагниченном состоянии и ее трансформации в процессе перемагничивания магнитов. Уточнены угловые и температурные зависимости полей H_S , H_K и H_N в отдельных зернах (рис.1) и магнитах в целом. Рассмотрено влияние соседних зерен и дефектов в магнитах Nd-Fe-B на процессы перемагничивания.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ, проект № 3.7849.2017/8.9.

[1] D. Goll, L. Loeffler, J. Herbst, G. Schneider. J. Phys.: Condens. Matter. V.26. 064208 (13 pp) (2014).

[2] Ю.Г. Пастушенков. Магнитная доменная структура. Количественный анализ микромагнитных параметров. Тверь, 2007. 160 с.

[3] Yu.G. Pastushenkov, K.P. Skokov. Proc. of 19-th Int. Workshop on Rare-Earth Perm. Magn. & Their Applications. P. 79 – 86 (2006).

POSTER SESSION

PG. MAGNETOOPTICAL PHENOMENA

OPTICAL PROPERTIES AND THE ELECTRON STRUCTURE OF FERROMAGNETIC COBALT- AND IRON-BASED HEUSLER ALLOYS

Shreder E.I.^{1*}, **Lukoyanov A.V.**^{1,2}, **Makhnev A.A.**¹, **Marchenkov V.V.**^{1,2}

¹*Institute of Metal Physics, Ural Division, RAS, 620108, Ekaterinburg, Russia*

²*Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia*

**e-mail: shreder@imp.uran.ru*

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА И ЖЕЛЕЗА

Шредер Е.И.^{1*}, **Лукоянов А.В.**^{1,2}, **Махнев А.А.**¹, **Марченков В.В.**^{1,2}

¹*Институт физики металлов УрО РАН, 620108, Екатеринбург, Россия*

²*Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия*

**e-mail: shreder@imp.uran.ru*

Сплавы Гейслера X_2MeZ ($X=Fe, Co$; $Me=Cr, Mn, Fe, Co, Ni$ – переходные металлы; $Z=Al, Ga, Sn, Si$ – s, p-элемент) являются объектом пристального внимания исследователей из-за богатого разнообразия их физических свойств. Некоторые из сплавов Гейслера, согласно зонным расчетам, являются полуметаллическими ферромагнетиками (ПМФ) – в их зонном спектре имеется щель в системе зон со спинами против направления намагниченности [1], и спиновая поляризация электронов проводимости в них 100 %, что делает данные сплавы перспективными для применения в устройствах спиновой электроники [2]. Цель работы состоит в систематическом исследовании и сравнении проявления энергетической щели в оптических спектрах ферромагнитных сплавов Гейслера на основе железа и кобальта.

Эллипсометрическим методом Битти изучена частотная зависимость действительной ϵ_1 и мнимой ϵ_2 частей диэлектрической проницаемости сплавов в широкой спектральной области длин волн $\lambda=0.3-13$ мкм. Обнаружены изменения оптических спектров поглощения при изменении состава сплавов, указывающие на значительное изменение металлических (проводящих) свойств. Это согласуется с поведением проводимости вплоть до изменения металлического характера на полупроводниковый. Часть сплавов имеют характерную для металлов дисперсию оптической проводимости – в ИК области наблюдается рост внутризонного поглощения (Друдевский подъем). Для части сплавов основной особенностью оптического спектра является высокий уровень межзонного поглощения ($\sigma(\omega) \sim 40 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$) и отсутствие друдевского подъема, что является аномальным для металлических систем. Согласно расчетам, именно эти сплавы являются полуметаллическими ферромагнетиками. Аномальное поведение оптических свойств сплавов можно считать проявлением энергетической щели в оптических спектрах.

Данная работа выполнена в рамках госзадания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 при частичной поддержке РФФИ (проекты № 16-52-48012 и № 18-02-00739).

[1] R.A. de Groot, F.M. Mueller, P.G. van Engen, K.H.J. Buschow, Phys. Rev. Lett. V. 50, P. 2024- (1983).

[2] Optical Properties of Advanced Materials ed. Yoshinobu Aoyagi, Kotaro Kajikawa. Springer Series in Materials Science. V. 168. (2013).

POSTER SESSION

**PH. TRANSPORT PHENOMENA,
GIANT MAGNETIC RESISTANCE,
GIANT MAGNETIC IMPEDANCE**

FERROMAGNETIC RESONANCE OF THIN PERMALLOY FILMS WITH VARYING THICKNESSES

Chlenova A.A.^{1*}, Golubeva E.V.¹, Novoselova Iu.P.², Salikhov R.², Farle M.², Lepalovskij V.N.¹, Kurlyandskaya G.V.¹

¹Ural Federal University, 620002, Yekaterinburg, Russian Federation

²University of Duisburg-Essen, 47057 Duisburg Germany

*e-mail: chlenova.anna@gmail.com

The giant magnetoimpedance (GMI) effect consists in a great change in the impedance of the conductor when an alternating current of high frequency passes through it and an external magnetic field is applied. GMI effect is a promising candidate for applications of sensors of weak magnetic fields. In the last decade, the researchers focused on improving the material and architecture of the sensitive element of the magnetic sensor. The magnitude of the GMI effect, as a classical electrodynamic effect and depends on the skin depth and the optimal thickness of thin-film sensors of about one micron. For magnetically soft permalloy Fe₁₉Ni₈₁, a transition to a so-called transcritical state is observed, which is characterized by a stripe domain pattern, high coercive force and low GMI [1]. This effect depends on the thickness of the magnetic layer, its composition, the substrate, the buffer layer and the pressure in the sputtering chamber [2]. Moreover, these conditions may vary for different types of magnetron sputtering systems. The separation of thick magnetic layers by thin non-magnetic spacers during the sputtering process helps to avoid the transition to the transcritical state. To increase the GMI response, the element is sputtered in the form of two multilayered structures, that is permalloy separated by a central copper layer, [Cu(3)/Fe₁₉Ni₈₁(100)]₅/Cu(3)/Cu(500)/[Fe₁₉Ni₈₁(100)/Cu(3)]₅. In this paper, the results of magnetostatic, magnetodynamic, and structural studies for permalloy films of thickness 50 nm – S1, 100 nm – S2, as well as multilayered structure of the type [Cu(3)/Fe₁₉Ni₈₁(100)]₅/Cu(3) – S3 will be presented. We measured the ferromagnetic resonance fields in an external magnetic field parallel and perpendicular to the plane of the sample and found them to be close to the theoretical values for permalloy films (Fig. 1). For the multilayer structure, however, we observed a splitting of the resonance peak. This is assumed to arise from small differences in the magnetization in different areas of the multilayered sample.

[1] Y. Sugita, H. Fujiwara, T. Sato, Appl. Phys. Lett. V. 10. P. 229-231 (1967)

[2] A.V. Svalov et. al., IEEE Trans. Magn. V. 46 P. 333–336 (2010)

This work supported by grant of RFBR mol_a № 18-32-00094 and by by the German-Russian Interdisciplinary Science Center (G-RISC) funded by the German Federal Foreign Office via the German Academic Exchange Service (DAAD).

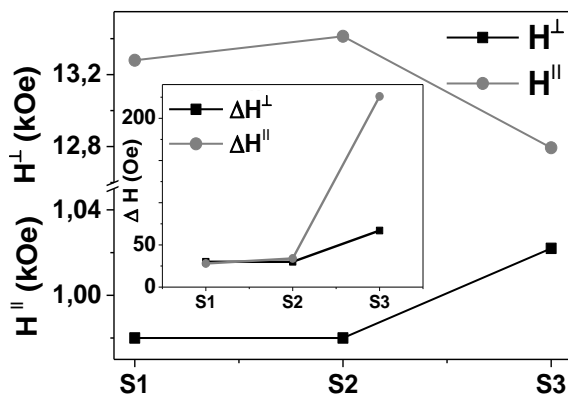


Fig.1. Dependence of the resonance field H and the width of the absorption peak ΔH (insert) of the line of ferromagnetic resonance when an external magnetic field is applied in the plane of thin films H^{\parallel} , ΔH^{\parallel} and perpendicular to the plane H^{\perp} , ΔH^{\perp} , on the type of structure.

MAGNON FOCUSING IN ALPHA IRON**Bakharev S.M., Savchenko S.P.*, Tankeyev A.P.***M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,
620108, Ekaterinburg, Russia***e-mail: sergeysavch@imp.uran.ru***ФОКУСИРОВКА МАГНОНОВ В АЛЬФА-ЖЕЛЕЗЕ****Бахарев С.М., Савченко С.П.*, Танкеев А.П.***Институт физики металлов имени М.Н.Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, Россия***e-mail: sergeysavch@imp.uran.ru*

Как правило, в системах, в которых частота колебаний зависит от направления волнового вектора, фазовая и групповая скорости неколлинеарны. Поэтому волны преимущественно распространяются в определённом направлении, что приводит к их фокусировке и расфокусировке. В настоящей работе исследована фокусировка спиновых волн в ОЦК структуре. В качестве примера рассмотрен монокристалл α -железа с обменным взаимодействием между атомами в узлах решётки. Были рассчитаны спектры магнонов в трёхмерной и двухмерной объёмно-центрированной кубической решётке с учётом обменного взаимодействия только с атомами первой координационной сферы и с атомами первых двух координационных сфер.

Для количественного описания эффекта фокусировки рассчитан коэффициент усиления спиновых волн $A(\mathbf{q})$ для заданного направления волнового вектора \mathbf{q} . Этот метод ранее был развит Марисом для фононов [1]. Коэффициент усиления A показывает, как изменится интенсивность потока квазичастиц по сравнению с их однородным распространением.

Для α -железа с параметрами обменного взаимодействия с первой координационной сферой $J_1=1,235$ и второй $J_2=0,799$ mRy [2] анализ изоэнергетических поверхностей ($\omega(\mathbf{q})=\text{const}$) показал, что при учёте взаимодействия только с первыми соседями неизотропные потоки магнонов наибольшей энергии ($\omega(\mathbf{q})=8\omega_e$, ω_e – постоянная обменной энергии) распространяются только перпендикулярно граням куба первой координационной сферы (направление [100] и симметричные), что соответствует изоэнергетической поверхности в виде набора плоскостей параллельно этим граням. При учёте первых и вторых соседей в направлении [100] присутствует слабая фокусировка ($A\approx 1,69$), каустика ($A\rightarrow\infty$) наблюдается в плоскости {110} на расстоянии $\pm 35,4^\circ$ от [100]. Участками расфокусировки являются направления [110] с $A\sim 0,001$.

Вогнутые участки на изоэнергетических поверхностях появляются, если в ОЦК структуре у обменных постоянных J_1 и J_2 разные знаки. Например, при $J_2/J_1=-0,5$ в окрестности [100] проявляется каустика ($A\rightarrow\infty$), в окрестности [110] расфокусировка ($A\approx 0,5$). Интересен тот факт, что в окрестности направления [111] одной и той же энергии отвечают два расфокусирующихся ($A\sim 0,0001$) потока магнонов с разными значениями q .

Анализ изоповерхностей для двухмерного слоя α -железа с обменными постоянными $J_1=0,78$ и $J_2=0,18$ mRy [3] показал сходное с трёхмерным случаем поведение магнонов.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» АААА-А18-118020290104-2 и проекту № 32-1.1.3.5 Программы фундаментальных исследований Президиума РАН согласно контракту Минобрнауки №14.Z50.31.0025, а также гранта РФФИ мол_a (проект № 18-32-00139).

[1] Maris H.J., J.Acoust.Soc.Am. 50, 812 (1971)

[2] Hai Wang et.al. Phys. Rev. B 82, 144304 (2010)

[3] М.В. Мамонова и др. Вестн. Ом. ун-та. № 3. С. 16–19 (2016)

[4] Туров Е.А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Изд. АН СССР, Москва (1963)

[5] G. Shirane et. al. Phys.Rev.Lett., 15, 146 (1965)

[6] H. Kohler, Physica B 172, 79 (1991)

THE MEASUREMENT FEATURES OF HIGH-FREQUENCY ELECTRIC IMPEDANCE OF SOFT MAGNETIC MATERIALS

Nemirova V.A.^{1*}, Semirov A.V., Moiseev A.A., Kudryavtsev V.O., Derevyanko M.S.

Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia

**e-mail: nemirovarvara@mail.ru*

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИМПЕДАНСА МАГНИТОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ

Немирова В.А.^{1*}, Семиров А.В., Моисеев А.А., Кудрявцев В.О., Деревянко М.С.

Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия

**e-mail: nemirovarvara@mail.ru*

При измерении импеданса магнитомягких проводников на частотах порядка десятков мегагерц обязательной является процедура компенсации собственного импеданса измерительного тракта, т.к. с увеличением частоты пробного переменного тока импеданс измерительной ячейки и токоподводящих проводов оказывает существенное влияние на результаты измерений. Большинство анализаторов импеданса позволяют проводить подобную процедуру в автоматическом режиме. Для этого необходимо выполнить предварительные измерения, а именно получить частотные зависимости импеданса в случаях: с бесконечно большим импедансом нагрузки (открытая ячейка), с бесконечно малым импедансом нагрузки (короткозамкнутая ячейка) и с эталонной нагрузкой, импеданс которой слабо зависит от частоты переменного тока.

Для проверки корректности процедуры компенсации предлагается использовать интегральные соотношения Крамерса-Кронига, которые носят аналитический характер и не зависят от физических свойств исследуемых объектов [1]. Данные соотношения представляют собой интегральные выражения, связывающие действительную и мнимую компоненты комплексной функции. Они позволяют по известной частотной зависимости одной компоненты восстановить частотную зависимость другой компоненты:

$$Z'(f_p) = Z'(0) + \left(\frac{2f_p}{\pi}\right) \int_0^{\infty} \frac{\left(\frac{f_p}{f}\right) Z''(f) - Z''(f_p)}{f^2 - f_p^2} df \quad (1)$$

$$Z''(f_p) = \left(\frac{2f_p}{\pi}\right) \int_0^{\infty} \frac{Z'(f) - Z'(f_p)}{f^2 - f_p^2} df \quad (2)$$

где f – частота переменного тока, $Z'(f)$ и $Z''(f)$ – экспериментальные частотные зависимости действительной и мнимой компонент импеданса, f_p – частота, для которой определяются значения $Z'(f_p)$ и $Z''(f_p)$ [2, 3].

Проведенные согласно данным выражениям расчеты частотных зависимостей компонент импеданса магнитомягкого провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, при выполнении процедуры компенсации и без нее, а также сопоставление их с экспериментальными зависимостями представлены ниже (рис. 1). Процедура компенсации выполнена при открытой и короткозамкнутой ячейке. В отсутствие компенсации разница между расчетными и

экспериментальными значениями действительной компоненты импеданса $\Delta Z'$ с ростом частоты уменьшается, а $\Delta Z''$, наоборот, резко возрастает (рис. 1, а, б). После выполнения процедуры компенсации на частотной зависимости действительной компоненты импеданса $\Delta Z'$ изменяется незначительно (рис. 1, в). Проведение процедуры компенсации импеданса собственного измерительного тракта приводит к полному совпадению расчетных и экспериментальных частотных зависимостей мнимой компоненты импеданса (рис. 1, г). Наблюдаемое различие в расчетных и экспериментальных зависимостях становится слабо зависящим от частоты пробного тока.

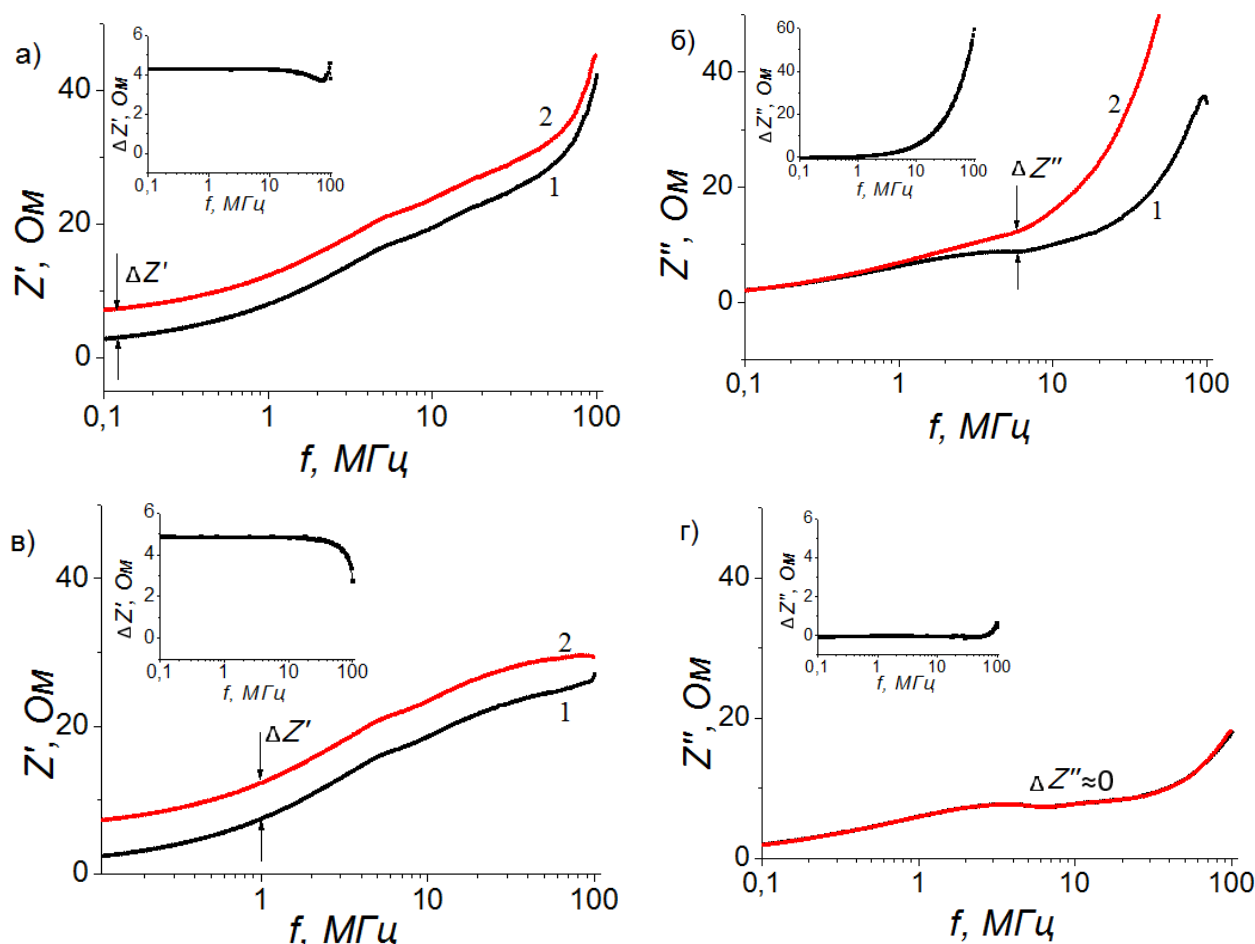


Рис. 1. Экспериментальные (1) и расчетные (2) частотные зависимости действительной Z' и мнимой Z'' компонент импеданса (без компенсации – (а) и (б), с компенсацией – (в) и (г)).

Работа выполнена по заданию Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ, проект 3.1941.2017/4.6

[1] Kramers H. A., "Die Dispersion und Absorption von Rontgenstrahlen," Physik Zeitschrift, 30 (1929) 522-523.5.
 [2] Bastidas D.M., Cano E., Lopez-Caballero J.A., Polo J.L. and Bastidas J.M., Application of Kramers-Kronig relations for titanium impedance data validation in ringer's solution, Rev. Metal. Madrid 40 (2004) 304-311.
 [3] Agarwal P., Orazem M.E., Garcia-Rubio L.H., Evaluation of consistency with the Kramers-Kronig relations, J. Electrochem. Soc., Vol. 142, № 12, December 1995.

HIGH-FREQUENCY ELECTRICAL RESPONSE OF THE AMORPHOUS COBALT-BASED WIRES AFTER CIRCUMFERENTIAL MAGNETIZATION

Bukreev D.A.*, Derevyanko M.S., Moiseev A.A.

Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia

**e-mail: da.bukreev@gmail.com*

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ОТКЛИК АМОРФНЫХ ПРОВОЛОК НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА ПОСЛЕ ЦИРКУЛЯРНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Букреев Д.А., Деревянко М.С., Моисеев А.А.

Исследования проводились на образцах аморфной проволоки $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ длиной 30 мм и диаметром 180 мкм в диапазоне частот переменного тока от 1 до 100 МГц при

действующем значении силы тока 1 мА, при этом измерялись действительная и мнимая компоненты импеданса. Циркулярное магнитное поле создавалось протекающим по проволоке постоянным током силой до 100 мА. Внешнее аксиальное магнитное поле создавалось парой колец Гельмгольца.

Измерения компонент импеданса всегда проводились в отсутствие постоянного тока и внешнего магнитного поля. Для каждого шага эксперимента были получены две пары значений действительной и мнимой компонент: 1) Z_0' и Z_0'' – значения, измеренные после намагничивания аксиальным магнитным полем напряженностью 12 кА/м; 2) Z' и Z'' – значения компонент импеданса, измеренные после пропускания по проволоке постоянного тока I_{DC} в течение 5 с. Исходя из этого рассчитывались относительные изменения компонент импеданса по формулам: $\Delta Z'/Z' = 100\% \cdot (Z' - Z_0')/Z_0'$, $\Delta Z''/Z'' = 100\% \cdot (Z'' - Z_0'')/Z_0''$ (рис. 1). Полученные зависимости имеют вид кривых, выходящих на «насыщение», т.е. существует такое значение силы постоянного тока, по достижению которого дальнейшее ее увеличение практически не приводит к изменению компонент импеданса, измеряемых после отключения тока. При этом с ростом частоты величина $\Delta Z'/Z'$ увеличиваются во всем исследованном диапазоне частот переменного тока, а величина $\Delta Z''/Z''$ достигает максимальных значений на частотах около 10 МГц.

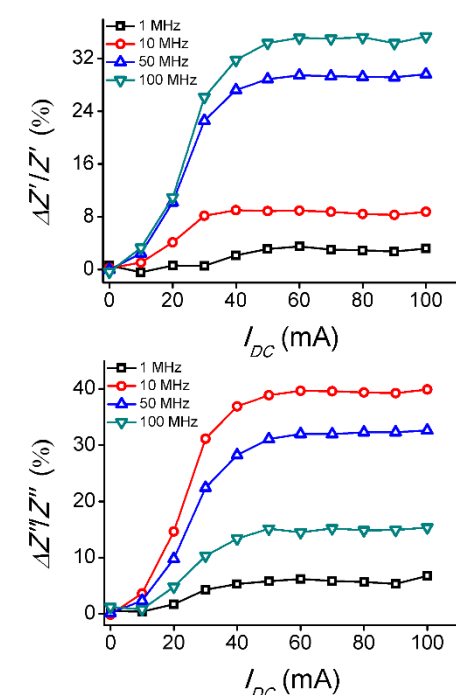


Рис. 1. Изменения значений действительной и мнимой компонент импеданса, измеренных после намагничивания циркулярным магнитным полем постоянного тока силой I_{DC} , относительно значений, измеренных после намагничивания аксиальным магнитным полем напряженностью 12 кА/м.

Представленные результаты необходимо учитывать при разработке датчиков на основе магнитоимпедансного эффекта [1]. Кроме того, обнаруженное явление можно использовать для создания датчика силы тока, хранящего информацию о максимальном токе, протекавшем по нему.

Работа выполнена по заданию Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ, проект 3.1941.2017/4.6.

[1] Phan M.H., Peng H.X. Progress in Material Science. V. 53. P. 323-420 (2008).

HEATTREATMENT INFLUENCE ON MAGNETOIMPEDANCE OF THE AMORPHOUS SOFT MAGNETIC $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$ RIBBONS

Derevyanko M.S.^{1*}, Semirov A.V.¹, Moiseev A.A.¹, Bukreev D.A.¹, and Kurlyandskaya G.V.²

¹Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia

²University of the Basque Country UPV-EHU, Spain

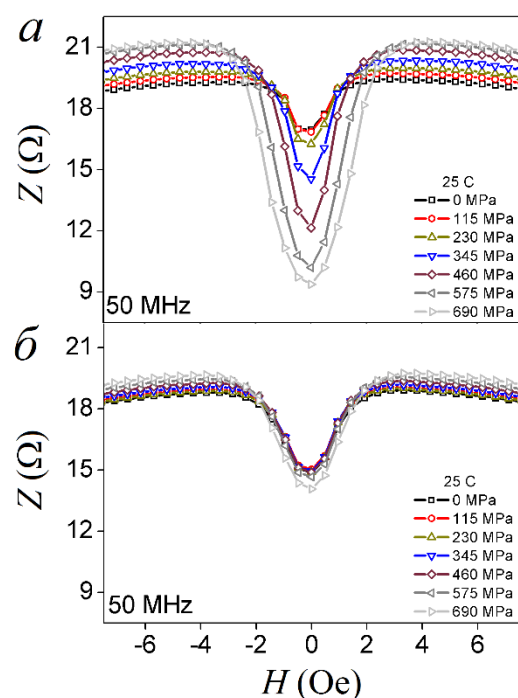
*e-mail: mr.derevyanko@gmail.com

ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА МАГНИТОИМПЕДАНС АМОΡФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ ЛЕНТ СПЛАВА $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$

М.С. Деревянко, А.В. Семиров, А.А. Моисеев, Букреев Д.А., Г.В. Курляндская

Особенности магнитоимпедансного эффекта (МИ) аморфных магнитомягких лент можно контролировать с помощью упругих растягивающих напряжений.

В данной работе исследуется влияние упругих растягивающих напряжений на МИ аморфных магнитомягких лент сплава $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$ [1], прошедших термообработку в потоке нагретого воздуха. Длина, ширина и толщина исследуемых образцов составляли 3 см, 0,71 мм и 24 мкм, соответственно. Исследования



проведены на автоматизированном измерительном комплексе магнитоимпедансной спектроскопии при комнатной температуре. Внешнее магнитное поле H было ориентировано вдоль длины ленты и изменялось в пределах ± 150 Э. Механические напряжения σ создавались растягивающей силой, аксиально приложенной к подвижному зажиму измерительной ячейки и варьировались в пределах от 0 до 690 МПа.

Ранее проведенные исследования показали, что нагрев до температуры 200 °С и выше приводит к необратимому изменению величины и знака константы магнитострикции λ_s с отрицательного на положительный [2]. Это в свою очередь вызывает изменение в характере влияния упругих растягивающих напряжений на магнитоимпеданс и существенное снижение чувствительности импеданса упругодеформированных лент ко внешнему магнитному полю.

Дополнительные исследования влияния предварительной термообработки (ТО) на магнитоимпеданс аморфных лент позволили определить режим ТО, соответствующий формированию сплава с около нулевой λ_s . Согласно зависимостям $Z(H)$ для лент, прошедших ТО при температуре 150 °С в течение 8 часов, отклик на растягивающее воздействие до значений $\sigma \leq 690$ МПа существенно снижается. При этом, чувствительность импеданса к воздействию H сохраняет свои исходно высокие значения.

Ранее проведенные исследования показали, что нагрев до температуры 200 °С и выше приводит к необратимому изменению величины и знака константы магнитострикции λ_s с отрицательного на положительный [2]. Это в свою очередь вызывает изменение в характере влияния упругих растягивающих напряжений на магнитоимпеданс и существенное снижение чувствительности импеданса упругодеформированных лент ко внешнему магнитному полю.

Дополнительные исследования влияния предварительной термообработки (ТО) на магнитоимпеданс аморфных лент позволили определить режим ТО, соответствующий формированию сплава с около нулевой λ_s . Согласно зависимостям $Z(H)$ для лент, прошедших ТО при температуре 150 °С в течение 8 часов, отклик на растягивающее воздействие до значений $\sigma \leq 690$ МПа существенно снижается. При этом, чувствительность импеданса к воздействию H сохраняет свои исходно высокие значения.

Работа выполнена по заданию Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ, проект 3.1941.2017/4.6.

1. Z. Lotfollahi, A. García-Arribas, A. Amirabadizadeh, I. Orue, G.V. Kurlyandskaya, Journal of Alloys and Compounds (2017), 693, pp. 767 – 776.
2. А.В. Семиров, М.С. Деревянко, А.А. Моисеев, С.О. Волчков, Г.В. Курляндская. // Сборник трудов XXIII Международной конференции Новое в магнетизме и магнитных материалах. 2018. – С. 281.

POSTER SESSION

**PI. MAGNETIC ANISOTROPY,
MAGNETOSTRICTION,
MAGNETOELASTIC PHENOMENA**

MICROWAVE FREQUENCY RESONANCE ABSORPTION SPECTRUM OF AMORPHOUS Co-BASED MICROWIRE

Vazhenina I.G.^{1*}, Komogortsev S.V.¹, Iskhakov R.S.¹, Rautskii M.V.¹, Neznakhin D.S.², Gavriliuk A.A.³ and Nemtsev I.V.⁴

¹*Institute of Physics, SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

²*Institute of Natural Sciences, Ural Federal University, 620002, Yekaterinburg, Russia*

³*Irkutsk State University, 664003, Irkutsk, Russia*

⁴*Russian Acad Sci, Fed Res Ctr, Krasnoyarsk Sci Ctr, Siberian Branch, 660036, Krasnoyarsk, Russia*

**e-mail: irina-vazhenina@mail.ru*

СПЕКТР СВЧ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОЛКАХ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА

Важенина И.Г.^{1*}, Комогорцев С.В.¹, Исхаков Р.С.¹, Рауцкий М.В.¹, Незнахин Д.С.², Гаврилюк А.А.³, Немцев И.В.⁴

¹*Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

²*Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, Россия*

³*Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия*

⁴*Красноярский научный центр СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

**e-mail: irina-vazhenina@mail.ru*

Ферромагнитные аморфные и нанокристаллические проволоки, полученные методом закалки из расплава, являются эффективными функциональными магнитными материалами двух последних десятилетий. Большинство исследований этих объектов посвящено эффекту гигантского магнитного импеданса и оценке влияния упругих напряжений, которые возникают в микропроводе в процессе его производства. Однако развитие устройств СВЧ диапазона открывает новые возможности для их применения.

Наша работа посвящена исследованию динамических магнитных свойств методом ферромагнитного резонанса (ФМР) аморфных микроволокон $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ (диаметр 165 мкм) и $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ (диаметр 115 мкм), полученных быстрой закалкой из расплава в ЦНИИ ЧЕРМЕТ им. Л.П. Бардина.

Спектры ФМР микроволокон изучались на стандартном ЭПР-спектрометре с частотой накачки резонатора $f=9,2$ ГГц при комнатной температуре. Проведение эксперимента ФМР подобных объектов возможно разнообразными методиками [1]. Важным фактором, обуславливающим вид экспериментальных спектров, является соотношение между вкладом электрической и магнитной компонент СВЧ электромагнитного поля резонатора. Условия выполнения эксперимента в данной работе обеспечивали нулевое значение электрической компоненты. Примеры экспериментальных спектров, измеренных на проволоке состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$, при двух различных геометрий эксперимента представлены на рис. 1.

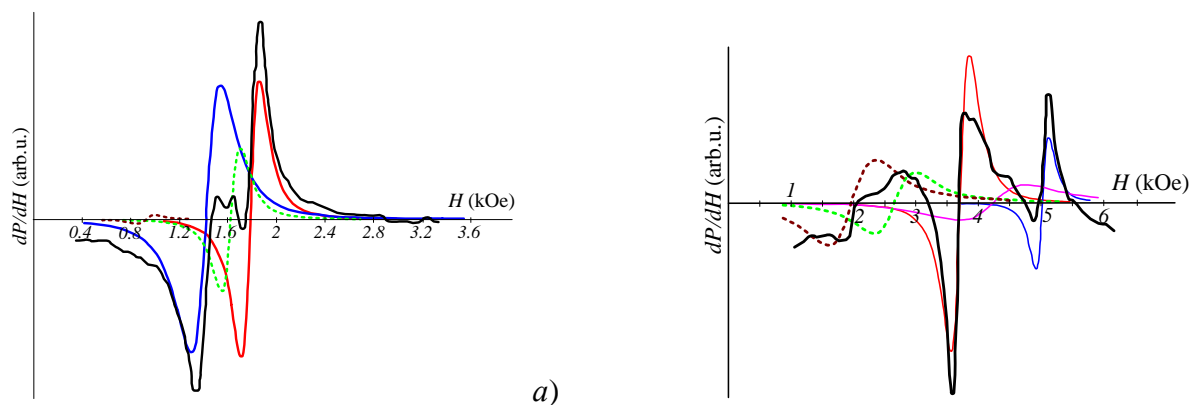


Рис.1. Экспериментальные спектры СВЧ поглощения для случаев когда внешнее постоянное магнитное поле вдоль длинной оси цилиндра (а) и перпендикулярной оси (б)

Компьютерная обработка измеренных спектров позволила выполнить разложение на компоненты и выделить отдельные пики резонансного поглощения. Значения резонансных полей отдельных пиков представлены в табл. 1.

Таблица 1.					
Направление внешнего постоянного магнитного поля вдоль длинной оси цилиндра	Резонансные поля отдельных компонент, Э				
	1	2	3	4	5
параллельно	178 0	141 5	-	162 0	920
перпендикулярно	378 5	512 0	432 0	272 0	202 0

Теоретическое описание ФМР для однородной проволоки предполагает возбуждение только одной моды. Величина резонансного поля может быть определена по формуле Киттеля [2], когда внешнее постоянное магнитное поле приложено параллельно и перпендикулярно длинной оси цилиндра:

$$\frac{\omega}{\gamma} = \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_{eff})} \quad \text{и} \quad \frac{\omega}{\gamma} = \sqrt{H_0(H_0 - 2\pi M_{eff})}. \quad (1)$$

Резонансные поля рассчитанные по (1) равны 1593 Э и 5093 Э, соответственно. Значение намагниченности ($M_{eff} = 450$ Gs) было получено из измерений методом вибрационной магнитометрии. Экспериментальное и рассчитанное значение удовлетворительно согласуются для 2 моды (см. табл.1). Наблюдаемый сдвиг в сторону меньших полей при параллельной геометрии экспериментального значения обусловлен совместным действием обменного взаимодействия и скин-эффекта [3].

Явление скин-эффекта приводит к тому, что информация об особенностях магнитной динамики относится к поверхностному слою металлического образца, толщина которого сопоставима с толщиной скин-слоя (для использованных частот ~ 1-2 мкм). С нашей точки зрения, возможной причиной наблюдения нескольких пиков может являться образование магнитных неоднородностей на поверхности проволоки возникающих в процессе быстрой закалки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 18-42-243005 «Синтез и исследование магнитных свойств градиентных материалов, отличающихся заданным видом изменения магнитного параметра».

[1] L. Kraus, G. Infante, Z. Frait, M. Vazquez, Phys. Rev. B, V. 83, P. 174438 (2011).

[2] C. Kittel, Phys. Rev., V. 73, P. 155 (1948)

[3] Ферромагнитный резонанс, под ред. С.В. Вонсовского (Государственное издательство физико-математической литературы, Москва, 1961).

MAGNON STRAINTRONICS: NEUROMORPHIC COMPUTATION IN STRAIN INDUCED MAGNONIC NETWORKS

**Sadovnikov A.V.^{1,2*}, Grachev A.G.¹,
Sharaevsky Yu.P.¹ and Nikitov S.A.^{1,2}**

¹*Saratov State University, 410012, Saratov, Russia*

²*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and
Electronics of Russian Academy of Science, 125009, Moscow, Russia*

* *SadovnikovAV@gmail.com*

In recent years much research has been directed towards the use of spin waves (SWs) for signal processing at microwave and subterahertz frequencies due to the possibility to carry the information signal without the transmission of a charge current. Here we report the experimental observation of the spin-wave coupling in different magnonic structures based on the asymmetric adjacent magnonic crystals (MCs) (Fig.1(a-b)), adjacent magnetic yttrium iron garnet (YIG) stripes (Fig.1(c-d)) and array of magnetic stripes (Fig.1(e)), which demonstrates the collective spin-wave phenomena such as the discrete soliton formation. We show, that the combination of frequency and spatial filtering features of the MC and spin-wave coupling in the adjacent magnetic waveguide leads to the realization of the strain tuned magnonic drop filter [1]. We also identify the mechanism of the efficient spin-wave power transmission between the magnonic crystals and adjacent magnetic stripes. Thus MCs can be used not only to achieve the spatial and frequency filtering of spin-wave signal but also to provide the phase condition with an efficient spin-wave power transfer from the input to drop port of magnonic coupler. The obtained results open new perspectives for the future-generation electronics using integrated magnonic networks.

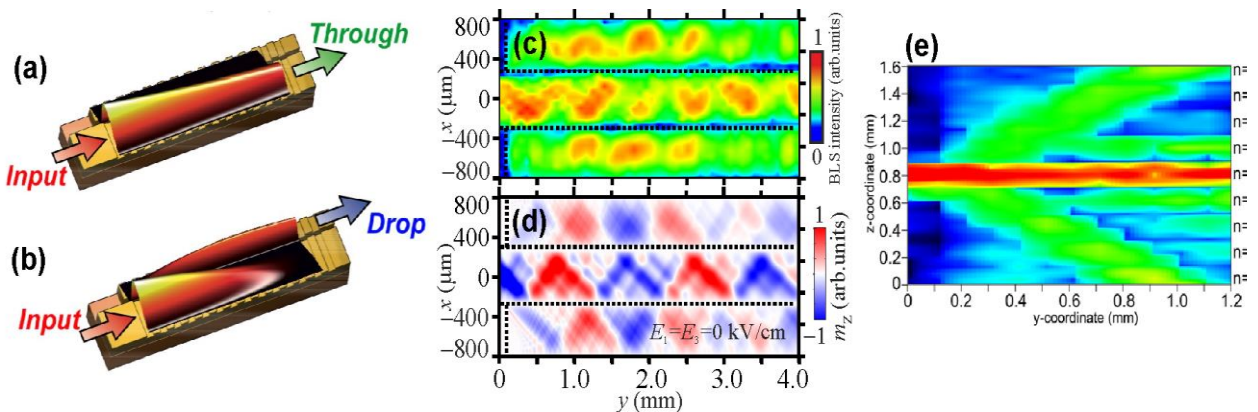


Fig. 1. (a-b) The functional sketch of magnonic add/drop filter; (c-d) BLS map and results of micromagnetic simulation of SW propagation in adjacent magnonic stripe; (e) Formation of discrete soliton in the planar magnonic array

This work was supported by the Grant from Russian Science Foundation (#18-79-00198).

[1] A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, A. A. Serdobintsev, D. M. Mitin, S. A. Nikitov, Phys. Rev. Lett. 120, 257203 (2018).

EFFECT OF HYDROGENATION ON THE MAGNETIC AND MAGNETOSTRICTION PROPERTIES OF THE (Tb,Dy,Ho)Co₂ COMPOUNDS

Tereshina I.S.^{1*}, Paukov M.A.², Pankratov N.Yu.¹

¹*Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow, Russia*

²*Immanuel Kant Baltic Federal University, 236016, Kaliningrad, Russia*

**e-mail: irina_tereshina@mail.ru*

ВЛИЯНИЕ ГИДРИРОВАНИЯ НА МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ (Tb,Dy,Ho)Co₂

Терёшина И.С.^{1*}, Пауков М.А.², Панкратов Н.Ю.¹

¹*Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*

²*Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, 236016, Калининград, Россия*

**e-mail: irina_tereshina@mail.ru*

Интерметаллические соединения на основе редкоземельных (R) и 3d – переходных металлов (T = Fe, Co) с общей формулой RT₂, имеющие кубическую кристаллическую структуру типа фаз Лавеса MgCu₂, известны как материалы с гигантскими значениями магнитострикции [1]. В то же самое время, данные соединения активно взаимодействуют с водородом, образуя стабильные гидриды при нормальных условиях [2]. Целью данной работы является исследование влияния водорода на температуры магнитного упорядочения и магнитострикцию многокомпонентных соединений Tb_x(Dy_{0.5}Ho_{0.5})_{1-x}Co₂ (0 ≤ x ≤ 1).

Синтез Tb_x(Dy_{0.5}Ho_{0.5})_{1-x}Co₂ осуществлялся прямым сплавлением компонентов в дуговой электропечи. Все подробности получения однофазных образцов и их аттестация описаны в работе [3]. Синтез гидридов проводился при комнатной температуре и давлении до 0.6 Па. В процессе гидрирования возникали сильные внутренние напряжения, приводящие к спонтанному измельчению образцов в порошок. Для расчета количества поглощенного водорода использовалось уравнение Ван-дер-Ваальса. Содержание водорода в образцах составляло 3 ат. Н/форм.ед. (погрешность определения водорода ± 0.2 ат. Н/форм.ед.) Для определения температур Кюри был проведен термомагнитный анализ. Температурные зависимости намагниченности M(T) были получены на СКВИД – магнетометре в широком интервале температур от 4.2 до 300 К. Магнитострикция измерялась тензометрическим методом в полях до 1.2 Т в интервале от 78 до 250 К на прессованных порошковых образцах. Внешнее магнитное поле прикладывалось вдоль направления измерения магнитострикции (продольная λ_{||}) и перпендикулярно ему (поперечная магнитострикция λ_⊥). Объемная магнитострикция была вычислена по формуле λ_ω = λ_{||} + 2 λ_⊥.

Структурные исследования гидрированных образцов проводились на дифрактометре ДРОН – 4. Установлено, что при гидрировании кубическая структура MgCu₂ сохраняется. Результаты структурных исследований даны в таблице 1. Как видно из таблицы, при гидрировании объем элементарной ячейки увеличивается значительно. Относительное изменение объема при введении трех атомов водорода в кристаллическую ячейку соединений Tb_x(Dy_{0.5}Ho_{0.5})_{1-x}Co₂ превышает 20 %.

Таблица 1. Структурные и магнитные свойства соединений Tb_x(Dy_{0.5}Ho_{0.5})_{1-x}Co₂H_y (0 ≤ x ≤ 1, y = 0; 3)

Состав	V, Å ³	ΔV/V	T _C , K
(Dy _{0.5} Ho _{0.5}) ₂ Co ₂	370.46	-	110
Tb _{0.15} (Dy _{0.5} Ho _{0.5}) ₂ Co ₂	371.07	-	132
Tb _{0.3} (Dy _{0.5} Ho _{0.5}) _{0.7} Co ₂	371.7	-	148
Tb _{0.3} (Dy _{0.5} Ho _{0.5}) _{0.7} Co ₂ H ₃	458.8	23.4	32
Tb _{0.4} (Dy _{0.5} Ho _{0.5}) _{0.6} Co ₂	371.85	-	162
Tb _{0.4} (Dy _{0.5} Ho _{0.5}) _{0.6} Co ₂ H ₃	457.37	23.0	55
Tb _{0.5} (Dy _{0.5} Ho _{0.5}) _{0.5} Co ₂	372.0	-	172
Tb _{0.5} (Dy _{0.5} Ho _{0.5}) _{0.5} Co ₂ H ₃	455.7	22.5	64
Tb _{0.6} (Dy _{0.5} Ho _{0.5}) _{0.4} Co ₂	373.25	-	186
Tb _{0.6} (Dy _{0.5} Ho _{0.5}) _{0.4} Co ₂ H ₃	458.35	22.8	80
Tb _{0.8} (Dy _{0.5} Ho _{0.5}) _{0.2} Co ₂	373.71	-	205
Tb _{0.8} (Dy _{0.5} Ho _{0.5}) _{0.2} Co ₂ H ₃	460.04	23.1	98
TbCo ₂	374.18	-	231
TbCo ₂ H ₃	459.87	22.9	123

В таблице 1 также представлены результаты термомагнитного анализа. Анализ температур Кюри, определенных по максимуму производной dM/dT, показывает, что гидрирование приводит к снижению T_C в среднем на 35 градусов в расчете на 1 ат. Н/форм.ед. Интерметаллиды типа RCo₂ являются двухподрешеточными магнетиками с обменными взаимодействиями трех типов R-R, R-Co, Co-Co. Вследствие особенностей зонной структуры [3] магнитный момент Co сильно зависит от величины обменного взаимодействия R-Co. Гидрирование оказывает влияние на все три типа взаимодействий благодаря, во-первых, изменению расстояний между магнитоактивными ионами, во вторых, вследствие электронного эффекта.

На рис. 1 показана концентрационная зависимость объемной магнитострикции соединений Tb_x(Dy_{0.5}Ho_{0.5})_{1-x}Co₂H_y в области температуры Кюри. Видно, что исходные соединения Tb_x(Dy_{0.5}Ho_{0.5})_{1-x}Co₂ с x = 0 и 0.15 демонстрируют гигантские значения λ_ω = 1450 и 1070 ppm, соответственно, в магнитном поле

μ₀H = 1.2 Т. Однако с увеличением x, величина магнитострикционных деформаций уменьшается и в области концентраций тербия 0.4 ≤ x ≤ 1 эффект стабилизируется (λ_ω ≈ 500 ppm). Ранее в работе [4] мы наблюдали для соединений Tb_x(Dy_{0.5}Ho_{0.5})_{1-x}Co₂ в данной области концентраций стабилизацию и другого эффекта, а именно магнитокалорического. Данная система в области малых x демонстрирует при T_C магнитные фазовые переходы первого рода, тогда как с повышением x растет температура Кюри (см. таблицу 1), а тип перехода меняется с первого на второй.

Все гидрированные образцы также демонстрируют переходы второго рода при T_C. Величина объемной магнитострикции в области T_C резко снижается до значений λ_ω ≈ 50 ppm при приложении внешнего магнитного поля μ₀H = 1.2 Т, что объясняется изменением локальной электронной плотности при внедрении атомов водорода в кристаллическую решетку фаз Лавеса [2], которое приводит не только к изменению величины обменных интегралов, но и электрических кристаллических полей, действующих на моменты магнитоактивных ионов редких земель и кобальта.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-13-00135).

[1] К.П. Белов, Магнитострикционные явления и их приложения (Наука, Москва, 1987).

[2] Н.В. Мушников, Автореферат. докт. дисс. (Екатеринбург, 2004).

[3] I.S. Tereshina, V.B. Chzhan, E.A. Tereshina et. al., Journ. Appl. Phys. V.120, P. 013901 (2016).

[4] V.B. Chzhan, I.S. Tereshina et. al. Acta Materialia V. 154, P. 303-310 (2018).

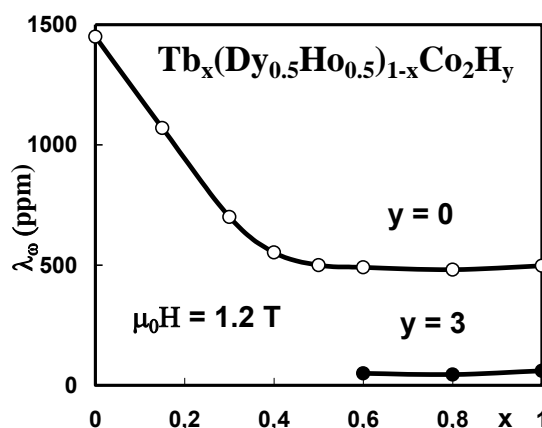


Рис. 1. Концентрационная зависимость объемной магнитострикции соединений Tb_x(Dy_{0.5}Ho_{0.5})_{1-x}Co₂H_y при температуре Кюри и μ₀H = 1.2 Т.

MAGNETOACOUSTIC RESONANCE IN CHIRAL HELIMAGNETS OF HEXAGONAL SYMMETRY

Tereshchenko A.A.^{1*}, Ovchinnikov A.S.², Sinitsyn V.I.¹

¹*Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia*

²*Institute of Metal Physics, 620219, Ekaterinburg, Russia*

^{*}*e-mail: alexey.tereshchenko@urfu.ru*

In recent years, chiral helimagnets have become the subject of active experimental and theoretical research. This interest is caused by the observation of stable magnetic topological structures either in the form of skyrmions, or in the form of helimagnetic spirals, which can be deformed by an external magnetic field.

The problem of studying magnetoacoustic resonance (MAR) in crystals with a helicoidal magnetic structure has attracted a much of attention. In particular, there are well-developed MAR theories for simple magnetic orderings, such as the state of forced ferromagnetism [1] or the conical phase [2] in the case of crystals of cubic symmetry, but there is no corresponding theory for chiral helimagnets of hexagonal symmetry, for example, CrNb₃S₆.

We formulated the appropriate phenomenological theory. In this approach, the free energy of the crystal includes a homogeneous Heisenberg exchange, an antisymmetric Dzyaloshinskii-Moriya exchange, a Zeeman interaction, an elastic energy and magnetoelastic interactions. To derive the dispersion relations the Landau-Lifshitz equations and the equations of elasticity theory are used.

$$\mathcal{F} = \frac{J}{2} (\partial_z \mathbf{M})^2 + D \hat{z} \cdot [\mathbf{M} \times \partial_z \mathbf{M}] - \mathbf{H} \cdot \mathbf{M} + \mathcal{F}_{ME} + \mathcal{F}_E \quad (1)$$

Analysis of the spectrum of magnetoelastic waves demonstrates, in general, various types of hybridization points: phonon-magnon, phonon-phonon, and magnon-magnon. It is shown how the values of the phonon-magnon gaps of the spectrum can be used to estimate the magnetoelastic constants associated with torsion deformations. The features of MAR for the conical phase and the phase of the soliton lattice, which arise for different directions of the external magnetic field relative to the axis of the magnetic spiral, are revealed. We note that in the first case, there is a noticeable nonreciprocity of the spectrum with respect to the reflection of the wave vector, and in the second, the spectrum is characterized by an integer multiresonance behavior, which can be used to detect the soliton lattice in chiral helimagnets by means of a magnetoacoustic resonance.

This work was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation under Grant No. MK-1731.2018.2 and by the RFBR under Grant No. 18-32-00769 (mol_a).

[1] C. Vittoria, Phys. Rev. B V.92, N. 6. P. 064407 (2015).

[2] V.D. Buchelnikov, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, FMM V.11, P. 12-22 (1990).

[3] A.A. Tereshchenko, A.S. Ovchinnikov, et al., Phys. Rev. B V.97, N. 18. P. 184303 (2018).

MAGNETIC CHARACTERISTICS MODIFICATION OF MULTILAYER COVERING CoP/NiP ON COPPER AFTER STRESS-WAVE INFLUENCE

**Iskhakov R.S.¹, Bukaemskii A.A.², Shepeta N.A.^{3*}, Denisova E.A.¹, Chekanova L.A.¹,
Kuzovnikova L.A.⁴**

¹*Kirensky Institute of Physics, SB RAS, 660036 Krasnoyarsk, Russia*

²*Institut für Energy Research, Safety Research and Reactor Technology, D-52425 Jülich, Germany*

³*Siberian Federal University, 660041 Krasnoyarsk, Russia*

⁴*Krasnoyarsk Institute of Railways Transport, 660028, Krasnoyarsk, Russia*

*e-mail: nashka116@mail.ru

МОДИФИЦИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МУЛЬТИСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЙ CoP/NiP НА МЕДИ ПОСЛЕ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

**Исхаков Р.С.¹, Букаемский А.А.², Шепета Н.А.^{3*}, Денисова Е.А.¹, Чеканова Л.А.¹,
Кузовникова Л.А.⁴**

¹*Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КИЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

²*Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik, D-52425 Jülich, Germany*

³*Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия*

⁴*Красноярский институт железнодорожного транспорта - филиал ИрГУПС в
г. Красноярске, 660028, Красноярск, Россия*

*e-mail: nashka116@mail.ru

В работе были исследованы статические и динамические характеристики тонких магнитных пленок: однослойных CoP толщиной 200 нм; многослойных [CoP(20нм)/NiP(20нм)]*5 и [CoP(5нм)/NiP(5нм)]*20 до и после ударно-волнового воздействия (УВВ). Образцы были получены методом химического осаждения на медную фольгу толщиной 30 мкм, длиной L = 40мм. Содержание фосфора в слоях поддерживалось постоянным и равным 6 ат.%, что определило их мелкокристаллическую структуру с ГЦК решеткой. УВВ производилось в режиме скользящей детонации гексогеном насыпной плотности при давлении 10,4 Гпа. После взрыва вдоль направления распространения фронта ударной волны нарезались образцы размерами 1,5*2 мм.

Исследования структуры проводились рентгенофазовым анализом на аппарате ДРОН-4 в излучении K_α линии меди с $\lambda=1.54\text{Å}$. Методом ферромагнитного резонанса были исследованы динамические характеристики образцов до и после УВВ: резонансное поле (H_p) и ширина линии резонансного поглощения (ΔH). Измерения проводились на стандартном спектрометре ЭПА-2М на частоте 9.2 ГГц при параллельной ориентации пленок во внешнем магнитном поле вдоль и перпендикулярно направлению распространения ударной волны. Исследование изменения величины коэрцитивной силы (H_c) проводилось методом осциллографирования петель гистерезиса.

По результатам рентгенофазовых исследований установлено, что в исходном состоянии медь имеет ГЦК структуру и текстурирована в направлении (220), что обусловлено способом ее получения (холодная прокатка). Пики от кобальта и никеля не наблюдались, что связано с малой толщиной магнитных покрытий по сравнению с толщиной медной фольги. Ударно-

волновое воздействие частично снимает текстуру меди вследствие разворота зерен в процессе деформации.

Изменения в структуре материала – основы (меди) отражаются на магнитных характеристиках покрытия (мультислойных пленок CoP/NiP).

Исследование статических магнитных характеристик показало, что в исходном состоянии пленки являются изотропными в плоскости образца. Величина коэрцитивной силы (H_c) при уменьшении толщины индивидуального ферромагнитного слоя уменьшается. После УВВ пленки становятся анизотропными с осью легкого намагничивания перпендикулярной направлению распространению ударной волны.

После УВВ зависимость величины резонансного поля от длины образца $H_p(L)$ имеет осциллирующий характер с длинно – волновым периодом порядка длины самого образца. Графики зависимостей H_p , полученных вдоль и перпендикулярно распространению ударной волны, антисимметричны относительно друг друга, максимумам одной кривой соответствуют минимумы другой кривой и наоборот. Поведение величины резонансного поля обусловлено не однородным распределением внутренних напряжений по длине образца. При этом если в определенной точке образца элемент структуры является растянутым вдоль направления распространения ударной волны, в этой же точке он сжат перпендикулярно направлению распространения ударной волны. Последнее означает, что система является самоуравновешенной, т.е. нет изменения объема (площади) материала за счет возникающих напряжений.

Величина ширины линии резонансного поглощения $\Delta H(L)$ для образцов после УВВ в среднем выше, чем то же значение для исходных пленок. Значение ΔH также осциллирует вокруг средней величины по длине образца, период осцилляций составляет ~ 8 мм. Период функции $\Delta H(L)$ в три раза меньше периода функции $H_p(L)$.

Величина ширины линии резонансного поглощения ΔH в большей степени зависит от среднеквадратичной флуктуации поля анизотропии образца, т.е. $\Delta H \sim \sqrt{D} H_a$, где H_a – локальное поле анизотропии, а D – константа, характеризующая дисперсию легких осей анизотропии при равновероятном распределении их ориентации. Фактически изменение величины $\Delta H(L)$ отражает влияние ротационной моды деформационного процесса, протекающего во время УВВ. В поведении величины $H_p(L)$ проявляется влияние сдвиговой (трансляционной) моды.

Магнитные характеристики пленки [CoP(5нм)/NiP(5нм)]*20 – величины ΔH и H_p остаются практически постоянными в средней части образца. Данный образец был получен с искусственно-сформированным масштабом структурных неоднородностей индивидуальных слоев меньше субмикронного уровня. Вероятнее всего, на необычное поведение магнитных характеристик этой системы оказывает решающее влияние уменьшение толщины слоя и увеличение числа межслойных границ. Повышенное содержание дефектов в структуре, обусловленное увеличением числа межслойных границ, приводит к тому, что структура мультислойного магнитного покрытия слабее реагирует на деформационные процессы, протекающие в меди во время ударно – волнового воздействия.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 18-42-240002.

INFLUENCE OF THE CONSTANT MAGNETIC FIELD ON THE PLASTIC CHARACTERISTICS OF PARAMAGNETIC MATERIALS

Shlyarov V.V.*, Zagulyaev D.V., Butakova K.A., Gromov V.E.
Siberian State Industrial University, 654007, Novokuznetsk, Russia

ВЛИЯНИЯ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛАСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Шляров В.В.*, Загуляев Д.В., Бутакова К.А., Громов В.Е.
Сибирский государственный индустриальный университет, 654007, Новокузнецк, Россия
**e-mail: shlyarov@mail.ru*

Многими научными коллективами было доказано, что магнитное поле, постоянное или импульсное, может на качественном уровне повлиять на свойства различных материалов. Достаточно хорошо изучены вопросы влияния магнитных полей на ферромагнитные материалы [1]. Также изучено и доказано, что использование импульсного магнитного поля во время затвердевания сплава приводит к уменьшению зерна [2].

В данной работе были проведены комплексные исследования по влиянию слабых постоянных магнитных полей на микротвердость, параметр пластичности поликристаллических технически чистых титана марки ВТ1-0 и алюминия А85.

В ходе исследований было выяснено, что под воздействием магнитного поля микротвердость алюминия снижается на 2 – 12 % в зависимости от индукции магнитного поля, для титана марки ВТ1-0 изменение микротвердости не достигало более 9 %. Для более корректного сравнения полученных данных в работе предлагается рассмотреть один режим обработки магнитным полем, а именно 0,3 Тл при времени выдержки в поле 1,25 часа. При этом режиме обработки микротвердость технически чистого алюминия марки А85 снизилась на 10 – 12 % с последующей релаксацией до исходного значения за время порядка 30 часов. При этом же режиме воздействие на титан оказалось менее выраженным, микротвердость технически чистого титана марки ВТ1-0 снизилась на 2 – 4 % с последующей релаксацией за 1 час.

Так же было исследовано влияние магнитного поля различной индукции на параметр пластичности титана ВТ1-0 и алюминия А85. Изменение параметра пластичности для алюминия наблюдается для обработки магнитным полем 0,3 Тл, полная релаксация параметра пластичности до исходного значения за время порядка 30 часов не произошла. Для титана данный параметр изменяется при обработке магнитным полем 0,5 и 0,6 Тл при этом релаксация параметра пластичности происходит за время порядка 25 часов.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания № 3.1283.2017/ПЧ и частичной финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований.

1. D. A. Burdin Static deformation of a ferromagnet in alternating magnetic field / D. A. Burdin, D. V. Chashin, N. A. Ekonomov, Y. K. Fetisov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2016. Vol. 406. P-p 217-220

2. Y. J. Li, W. Z. Tao, Y. S. Yang. Grain refinement of Al–Cu alloy in low voltage pulsed magnetic field // Journal of Materials Processing Technology. - 2012. - 212. - P.P. 903-909.

POSTER SESSION

**PJ. PRINCIPLES AND TECHNIQUES OF
MEASUREMENT OF MAGNETIC PARAMETERS**

HIGH-SENSITIVE MAGNETIC MEASUREMENTS AT CRYOGENIC TEMPERATURES

Velikanov D. A.

Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia

**e-mail: dpona1@gmail.com*

The original technique for magnetic measurements based on a superconducting quantum interferometer is described. The design, parameters, and functional schemes of the DC SQUID magnetometer and its new developed units are reported. The experimental equipment is intended for studying the static magnetic properties of spanning various objects: from strong ferro- and ferrimagnets to spin glasses, multilayer films, and nanostructures. Additionally, the magnetic measurements can be performed under the influence of optical radiation. The dynamic range of the magnetometer is $2 \cdot 10^{-8} \div 5 \cdot 10^{-2}$ emu.

The debugged methods for measuring magnetic parameters that optimize the measurement process, both at the steady state magnetic measurements in different ranges of the magnetic moment and in studying the photoinduced changes in magnetization, are considered. Provided the magnitude of the magnetic moment of the sample is less than the upper limit of the instrument's measurements, then the dependence of the output signal of SQUID magnetometer on the sample position has the form shown in Fig. 1. The magnetic moment of the sample is defined as

$$m = k \cdot U_{MAX} - m_h,$$

where k is the calibration constant, m_h is the contribution from the sample holder [1].

The capabilities and advantages of the developed equipment are demonstrated by the specific examples of basic research. The results of an experimental study of the magnetic properties of some new single-crystal metal oxides first synthesized in the Kirensky Institute of Physics are presented. The types of magnetic ordering were established in single crystals, the temperatures of the magnetic phase transitions were determined, the anisotropic properties were studied. Low-temperature features of the magnetic properties of the ϵ -phase crystalline ferrosilicide samples with an extremely low magnetic susceptibility ($\chi \sim 10^{-6}$) are investigated. The research results of the properties of thin-film magnetic systems containing ferromagnetic layers are presented. Both multilayer films with a semiconductor interlayer and composites obtained as a result of solid-phase reactions by annealing two-layer film systems are considered. Direct measurement of reversible photoinduced changes in the magnetic state of weak ferromagnetic crystals under laser irradiation is performed. The reliably detectable relative changes in the magnetic moment of the samples are herewith of the order of $10^{-6} \div 5 \cdot 10^{-4}$.

The reported study was funded by Russian Foundation for Basic Research, Government of Krasnoyarsk Territory, Krasnoyarsk Regional Fund of Science to the research project:17-42-240080 «Investigation of the influence of the size, morphology and preparation techniques for functional properties of the biomagnetic nanodevices based on 3d-metals and their oxides».

[1] Pat. RU 2530463 C2, IPC G01R 33/035 / D. A. Velikanov, publ. 10.10.2014, Bull. No. 28.

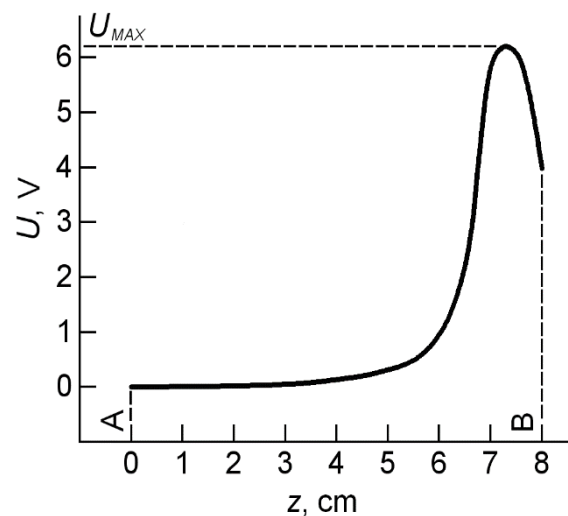


Fig.1. The output signal dependence of SQUID magnetometer on the position of the sample.

INVESTIGATION OF MAGNETIZATION DISTRIBUTION IN AMORPHOUS SOFT-MAGNETIC ALLOYS VIA AUTOMATIC MEASUREMENT SYSTEM BASED ON STM32 MICROCONTROLLER UNIT

Denisov N.D.*, Boyarchenkov A.S., Skulkina N.A., Chekis V.I.

Ural Federal University, 620002, Yekaterinburg, Russia

**e-mail: frt_skoul@mail.ru*

Ribbons of rapidly quenched amorphous soft magnetic alloys do not have an ordered structure. Their magnetic properties are usually highly dependent on external and internal stresses. The magnetization processes in these materials have some peculiarities. To understand the magnetization processes information on the distribution of magnetization in the ribbon is needed. Domain structure observation in amorphous material with help of standard methods (e.g. Kerr effect) is quite tricky and can only give information about sample surface's magnetic state. However, it is important to have whole picture of magnetic processes.

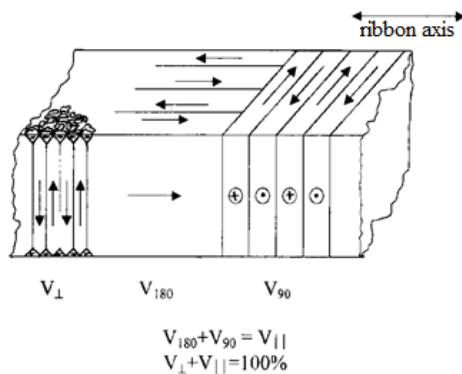


Fig. 1 The model of magnetization distribution along amorphous soft-magnetic ribbon with equations [1]

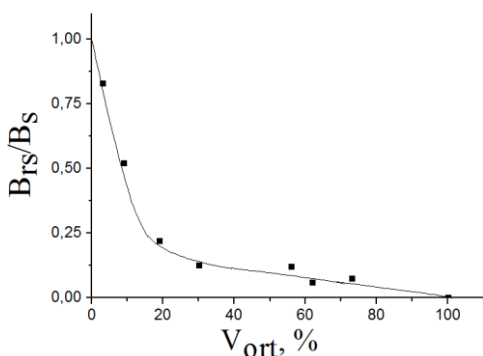


Fig. 2 Correlation dependence $B_{rs}(V_{ort})$ in dimensionless form. B_s – saturation inductance of material. [1, 2]

Work presented in [1, 2] offers a way for determination of magnetization distribution in soft-magnetic amorphous ribbons. It is based on obtaining magnetic domain volume with orthogonal to ribbon's surface magnetization relative value V_{ort} by means of correlation dependence of maximal remanence B_{rs} on V_{ort} acquired from Mössbauer spectroscopy studies (Fig. 2). Additional usage of remanence B_r dependence on maximum induction B_m gives an opportunity to find out domain relative volume with planar magnetization along (V_{180}) and transverse (V_{90}) to ribbon axis (Fig. 1).

Available equipment capable of conducting experiments by method [1] does not exist at present moment. Therefore, the purpose of current work is to develop hardware and software for magnetization distribution determination in amorphous soft-magnetic alloys.

Device's concept is presented in figure 3. It consists of four main parts: personal computer (PC), microcontroller unit (MCU), magnetic field-producing circuit and measurement circuit. Device's core is STM32F103C8T6. This MCU provides lots of opportunities, easy to use and affordable. Field-producing circuit is made of: digital-to-analog converter (DAC); voltage amplifier in current source regime; relay and resistor modules in order to limit current; magnetic field coil and current meter. Current measurement is done by means of instrumentation operational amplifier (OPamp)

AD620 and 24-bit analog-to-digital converter (ADC) LM2400.

Measurement circuit has the same principle as digital oscilloscope. It consists of measuring coil, OpAmp with adjustable gain value and two ADCs: fast 12-bit internal STM32 ADC and second is slower but more accurate 24-bit LM2400 ADC.

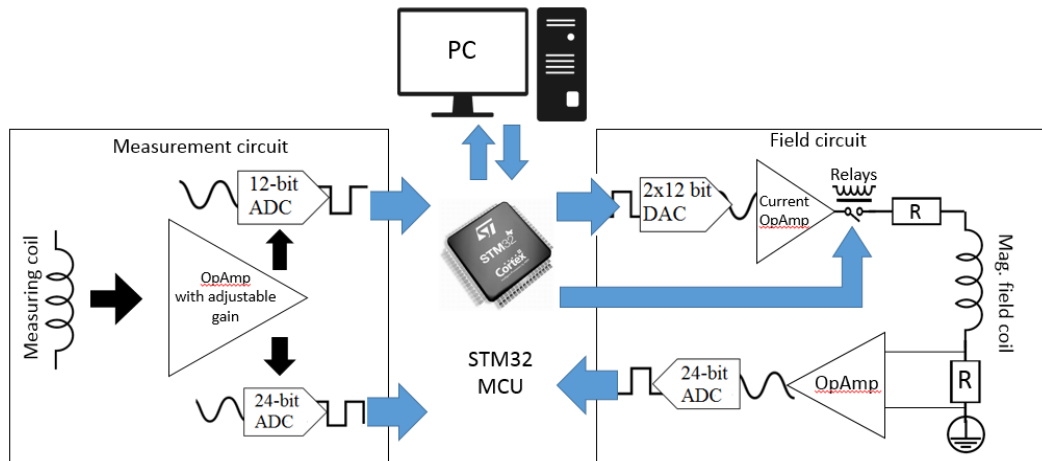


Fig. 3 Measurement system concept

Software includes algorithms for calibrating device and conducting the experiment. Calibration of field-producing part is arranged via least-squares algorithm and linear approximation (eq. 1, 2).

$$I = a * DAC\ VALUE + b \tag{1}$$

$$I = a * ADC\ VALUE + b \tag{2}$$

where I is current value in Amperes; a, b – least squares coefficients.

Signal integration in measurement circuit uses equation 3.

$$\varphi = a * \sum_i ADC_Value_i + b \tag{3}$$

In order to prepare sample for experiment it needs to be demagnetized. Demagnetization proceeds with direct digital synthesis. For that purpose list of exponential decreasing sine function amplitude values was made (Fig. 4). Demagnetizing function has 50 Hz frequency and amplitude decreasing from maximum to zero value lasting for 1 minute.

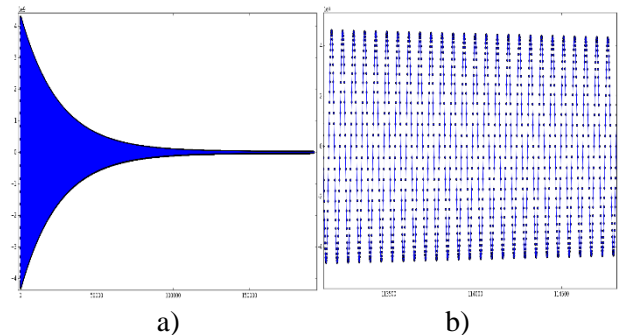


Fig. 4 model function for demagnetization with direct digital synthesis a) standard view b) zoomed view

To perform investigation with method [1, 2] $Br(Bm)$ plot and correlation dependence $B_{rs}/B_s(V_{ort})$ is needed. Further calculations are made with equations presented on fig 1. Software has list of values, which are polynomial fit interpolation of experimental points from [1] (Fig. 2). As soon as device finishes plotting $Br(Bm)$ it obtain V_{ort} from $B_{rs}/B_s(V_{ort})$ polynomial. Results of experiment are values of relative magnetic domain volumes for different magnetization directions (V_{90}, V_{180}, V_{ort}) and value of maximum magnetic permeability of a sample.

Present work’s outcome is fully operating prototype of automatic device for magnetic properties measurements of amorphous soft-magnetic alloys based on method presented in [1, 2]. In addition to this, produced prototype is capable of performing any other standard technique for magnetic properties studies that demands induction method (e.g. hysteresis loops or magnetization curves).

References:

[1] N.A. Skulkina et al., The Physics of Metals and Metallography, V.75, N. 3, P. 252 (2005)
 [2] N.A. Skulkina et al., The Physics of Metals and Metallography, V.118, N. 12, P. 1182-1189 (2017) DOI: 10.1134/S0031918X17120134

PROCESSING OF INFORMATION SIGNALS IN A MULTILEVEL LATERAL STRUCTURE BASED ON MAGNETIC MICRO- AND NANOWAVEGUIDES

Grachev A.A.^{1*}, Odintsov S.A.¹ and Sadovnikov S.A.¹

¹ Saratov State University, 410012, Saratov, Russia

*e-mail: stig133@gmail.com

ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ В МНОГОУРОВНЕВОЙ ЛАТЕРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ МАГНИТНЫХ МИКРО- И НАНОВОЛНОВОДОВ

Грачев А.А.^{1*}, Одинцов С.А.¹, Садовников А.В.¹

¹ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012, Саратов, Россия

*e-mail: stig133@gmail.com

Создание и развитие концепций магноники, новой области исследований, основанной на использовании элементарных квантов магнитных возбуждений (магнонов) и спиновых волн в качестве носителей информационных сигналов позволят разработать новое поколение приборов и устройств передачи и обработки данных, функционирующих на микроволновых частотах с характеристиками, которые невозможно было получить ранее [1,2]. В отличие от обычных СВЧ приборов спин-волновые или магнонные устройства имеют расширенные возможности, благодаря управлению свойствами с помощью внешнего магнитного поля и иных воздействий. Монокристаллические плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ) на протяжении многих лет являются одним из основных объектов для экспериментального исследования спин-волновых явлений ввиду рекордно низкой величины затухания спиновых волн.

В данной работе представлены численные исследования динамики распространения спиновых волн в многоуровневой латеральной структуре. На рис. 1 схематически показана рассматриваемая структура, представляющая собой систему из параллельно ориентированных магнитных микроволноводов из плёнки ЖИГ, толщиной 10 мкм и намагниченностью насыщения $M_0=139$ Гс, выращенной на подложке из галлий-гадолиниевого граната, толщиной 500 мкм. Полоски ЖИГ имеют ширины $w = 200$ мкм. Расстояние между микроволноводами $d = 40$ мкм, зазор между нижними и верхним микроволноводами s будет изменяться от 10 до 80 мкм.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №18-79-00198.

Ссылки на литературу.

[1] V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A.V. Sadovnikov, A.N. Slavin, and S.O. Demokritov, Sci. Rep. 5, 8578 (2015).

[2] A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, and B. Hillebrands, Nat. Phys. 11, 453 (2015).

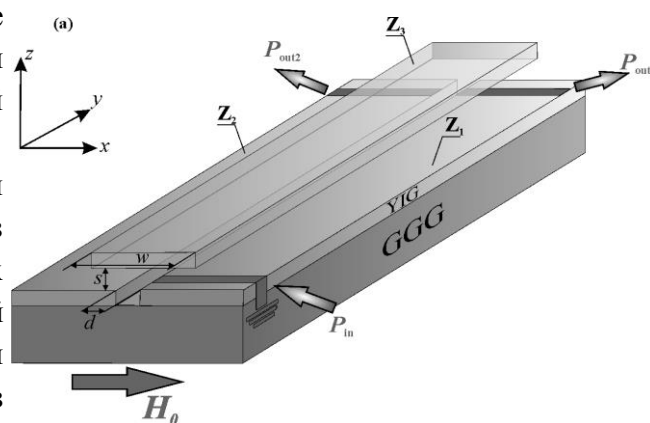


Рис.1. Схема рассматриваемой структуры.

DETERMINATION OF THE MAGNETIC PHASE TRANSITIONS TEMPERATURES FROM MEASUREMENTS OF HEAT CAPACITY IN DYNACOOOL 9T

Volegov A.S.¹, Stepanova E.A.^{1*}, Neznakhin D.S.¹, Khudyakova D.M.¹ and Vaskovskiy V.O.^{1,2}

¹Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia

²Institute of Metal Physics, 620219, Ekaterinburg, Russia

*e-mail: elena.stepanova@urfu.ru

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ТЕПЛОЕМОСТИ НА DYNACOOOL 9T

Волегов А.С.¹, Степанова Е.А.^{1*}, Незнахин Д.С.¹, Худякова Д.М., Васьковский В.О.^{1,2}

¹Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия

²Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, Россия

*e-mail: elena.stepanova@urfu.ru

Определение температур магнитных фазовых переходов (МФП) является весьма важной частью процедуры аттестации магнитных материалов. Для этого чаще всего используют прямые методики, основанные на магнитной нейтронографии; магнитометрии, ферромагнитном резонансе. Однако их сложность и трудоёмкость являются сдерживающими факторами при постановке поисковых исследований, требующих большого объёма измерений. В таком случае более эффективными могут оказаться косвенные методики, одна из которых основана на анализе температурного поведения теплоёмкости.

В данной работе рассмотрен пример реализации такой методики с использованием измерительного комплекса DynaCool 9T,

который позволяет определять теплоёмкость образцов размерами 3x3x3 мм³ в интервале температур от 1,7 до 400 К

На рис.1 показана температурная зависимость теплоёмкости поликристалла Er, на которой наблюдаются три излома (показаны стрелками). Их можно интерпретировать, как МФП при температурах 20, 45 и 85 К, что хорошо коррелирует с известными литературными данными [1].

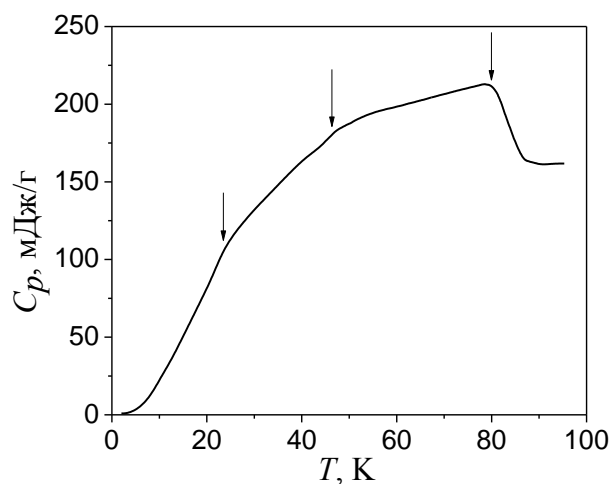


Рис.1. Зависимость удельной теплоемкости от температуры образца Er.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-72-10044.

Ссылки на литературу.

[1] К.П.Белов, Редкоземельные магнетики и их применение.- М.:Наука. - 1977.

MEASUREMENTS OF THIN PERMALLOY FILMS MAGNETIC CHARACTERISTICS USING FERROMAGNETIC RESONANCE ON VARIOUS FREQUENCIES

Solovev P.N.^{1,2*}, Belyaev B.A.^{1,2} and Skomorokhov G.V.¹

¹Kirensky Institute of Physics, SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia

²Siberian Federal University, 660041, Krasnoyarsk, Russia

*e-mail: psolovev@iph.krasn.ru

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКИХ ПЛЕНОК ПЕРМАЛЛОЯ МЕТОДОМ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА НА РАЗЛИЧНЫХ ЧАСТОТАХ

Соловьев П.Н.^{1,2*}, Беляев Б.А.^{1,2}, Скоморохов Г.В.¹

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия

²Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия

*e-mail: psolovev@iph.krasn.ru

Представлены результаты исследований магнитных характеристик тонких нанокристаллических пленок пермаллоя различного состава ($\text{Ni}_{60}\text{Fe}_{40}\text{-Ni}_{85}\text{Fe}_{15}$) толщиной ~ 60 nm, полученных методом DC-магнетронного распыления мишени. Измерения эффективной намагниченности насыщения M_{eff} , параметров одноосной магнитной анизотропии и ширины линии ΔH ферромагнитного резонанса (ФМР) проведены на сканирующем спектрометре ФМР [1] при различных частотах поля накачки f .

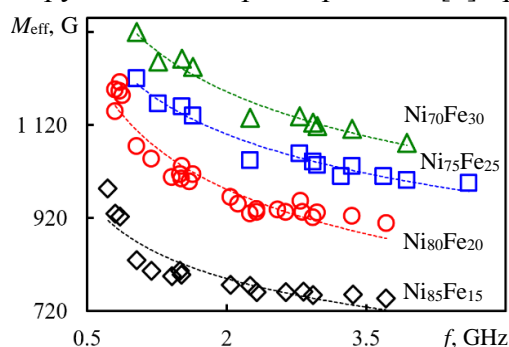


Рис. 1. Зависимость эффективной намагниченности M_{eff} от частоты накачки f для пленок различного состава.

Как известно, формирующаяся в процессе роста морфология и магнитная микроструктура пленок зависит от большого количества факторов различной природы. В результате, в пленках могут быть обнаружены «тонкие» эффекты, обусловленные, в частности, неоднородным распределением намагниченности по толщине и по площади образца. Сканирующий спектрометр ФМР имеет высокую чувствительность, которая позволяет регистрировать такие эффекты [2, 3].

Однако часто вклад в полную свободную энергию пленки от механизмов, приводящих к дисперсии намагниченности достаточно мал, и на

высоких частотах большие резонансные поля H_R нивелируют дисперсию. В настоящей работе ФМР измерения образцов проводились в широком частотном диапазоне 0.8÷4.6 GHz, которым соответствуют $H_R \sim 3\div 200$ Oe. Было установлено, что изменение частоты f влияет только на величины M_{eff} и ΔH . Как показано на рис. 1, с уменьшением частоты M_{eff} монотонно растет независимо от состава образца. Высокая точность регистрации спектров ФМР позволяет изучать различные «слабые» механизмы, влияющие на намагниченность насыщения пленки и другие магнитные характеристики. Это, в частности, может помочь при изучении природы особенностей, наблюдаемых в поведении магнитных параметров пленок вблизи их краев.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-32-00086.

[1] B.A. Belyaev, A.V. Izotov, A.A. Leksikov, IEEE Sens. 5 (2005) 260.

[2] B.A. Belyaev, A.V. Izotov, S. Ya. Kiparisov, JETP Lett. 74 (2001) 226.

[3] B.A. Belyaev, A.V. Izotov, P.N. Solovev, Physica B 481 (2016) 86.

MAGNETIZATION PROCESSES IN MULTILAYERED PERMALLOY FILMS

Chlenova A.A.¹, Neznakhin D.S.¹, Melnikov G.Yu.^{1*}, V.N. Lepalovskij¹,
Kurlyandskaya G.V.^{1,2}

¹Ural Federal University, 620002, Yekaterinburg, Russian Federation

²University of the Basque Country UPV-EHU, Bilbao, Spain

*e-mail: grisha2207@list.ru

Magnetic sensors are important field near the border of magnetism, engineering and materials science. One of the promising effects for the development of small magnetic field detectors is giant magnetoimpedance (GMI) effect. [FeNi/Cu]- or [FeNi/Ti]-based multilayered nanostructures serve as working environments for creating sensors based on the GMI effect at the present time, due to their low coercive force and well defined magnetic anisotropy. One of the stages of attestation of working environments of sensors is the study of their magnetic properties in quasistatic magnetic fields using various magnetometric techniques. The aim of the present study was comparatively analyze the magnetic properties of multilayers measured by three different techniques.

The object was a multilayer structure of the type Cu(3 nm)/[FeNi(50nm)/Cu(3 nm)]₁₀ prepared by magnetron sputtering. The hysteresis loops were measured using vibration sample magnetometer (7407 VSM, Lake Shore Cryotronics), SQUID-magnetometer (MPMS XL7, Quantum Design Inc.) and a magneto-optical Kerr microscope (Evico magnetics GmbH). The key difference is this: a smooth hysteresis loop is observed when measured on the VSM and on SQUID in a hysteresis mode; a hysteresis loop with magnetization reversed in several jumps is observed when measured at SQUID with a small step (less than 2 Oe) in no overshoot mode (Fig. 1). The influence of various parameters of the magnetic field in the VSM and the SQUID magnetometer on the appearance of hysteresis loops was observed: mode type and speed of the magnetic field, the measurement time of one point, the step of changing the magnetic field. These measurements results were compared with the magneto-optical Kerr microscopy. It is established that the measured magnetic characteristics of multilayer low-coercivity films strongly depends on the used technique.

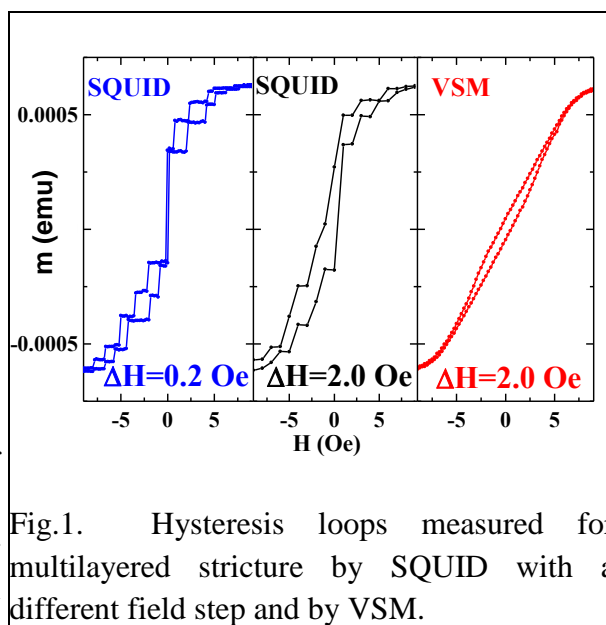


Fig.1. Hysteresis loops measured for multilayered structure by SQUID with a different field step and by VSM.

This work supported by grant of RFBR mol_a № 18-32-00094 and by ACTIMAT KK-2018/00099 project (Elkartek-2018 Program).

[1] Fernández, E.; Svalov, A.V.; García-Arribas, A.; Feuchtwanger, J.; Barandiaran, J.M.; Kurlyandskaya, G.V. *J. NanoSci. NanoTechnol.* 2012, 12, 7496–7500.

[2] Vas'kovskii, V.O.; Savin, P.A.; Volchkov, S.O.; Lepalovskii, V.N.; Bukreev, D.A.; Buchkevich, A.A. *Tech. Phys.* 2013, 58, 105–110.

**DEPENDENCE OF HYSTERESIS WIDE
OF STRUCTURAL PHASE TRANSITION IN RELATION BETWEEN
HEIGHT OF POTENTIAL BARRIER AND FLUCTUATION LEVEL**

Metlov L.S.^{1,2*}, Koledov V.V.³, Shavrov V.G.³

¹Donetsk Institute for Physics and Engineering, 83114, Donetsk, Ukraine

²Donetsk National University, 83003, Donetsk, Ukraine

³Kotelnikov institute of Radioengineering and Elctronics of RAS, Moscow, Russia

*e-mail: lsmet@donfti.ru

**ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ ГИСТЕРЕЗИСА
СТРУКТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ОТ СООТНОШЕНИЯ
ВЫСОТЫ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА И УРОВНЯ ФЛУКТУАЦИЙ**

Метлов Л.С.^{1,2*}, Коледов В.В.³, Шавров В.Г.³

¹Донецкий физико-технический институт, 83114, Донецк, Украина

²Донецкий национальный университет, 83003, Донецк, Украина

³Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

*e-mail: lsmet@donfti.ru

Структурный фазовый переход в сплавах Гейслера [1] имеет достаточно узкий, порядка 5-6 градусов, интервал лабильности [2, 3]

$$T_A = T_M + \frac{1}{4} \frac{b^2}{ca_0}, \quad (1)$$

где T_A , T_M – температуры абсолютной неустойчивости мартенситной и аустенитной фазы, b , c , a_0 – параметры модели. В нашем примере $T_A = 156$ К и $T_M = 150$ К. При температуре $T_{eq} = T_M + 8(T_A - T_M)/9$ глубины минимумов аустенитной и мартенситных фаз равны, а потенциальный барьер мал [3]. При высоком уровне флуктуаций или шумов это приводит к сужению гистерезиса (кривые 1, 2, рис. 1) по сравнению с низким уровнем флуктуаций или шумов (кривые 3, 4, рис. 1). При нагревании переход осуществляется при температуре T_A .

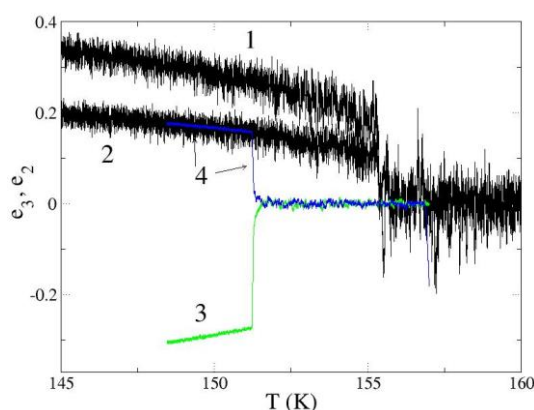


Рис.1. Зависимости структурных параметров порядка от температуры при охлаждении: 1, 2 – при высоком уровне флуктуаций; 3, 4 – при низком; 1, 3 – сдвиговая компонента тензора деформаций ϵ_2 ; 2, 4 – дилатансионная компонента ϵ_3 – (обозначения см. в [2, 3]).

Ссылки на литературу.

- [1] J.M. Jani, M. Leary, A. Subic and M.A. Gibson, Materials and Design. V.56. P. 1078-1113 (2014).
 [2] Л.С. Метлов, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, ФТВД. Т. 28, № 1. С. 46-53 (2018).
 [3] Л.С. Метлов, В.Д. Пойманов, ФТВД. Т. 28, № 1. С. 72-80 (2018).

POSTER SESSION

PK. MODERN TECHNOLOGIES FOR RECEIPT OF MATERIALS

GROWTH OF SINGLE CRYSTALS OF TRIGONAL FERROBORATES ($\text{Ho}_{1-x}\text{Nd}_x$) $\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ WITH THE HUNTITE STRUCTURE DEPENDING ON THE CRYSTALLOCHEMICAL GROWTH CONDITIONS

Irina A. Gudim¹, Veronika R. Titova²

¹*L.V. Kirensky Institute of Physics SB RAS, 660036, Krasnoyarsk, Russia,*

²*Siberian Federal University Institute of Physics and Radio Electronics, 660041, Krasnoyarsk, Russia*

e-mail: bb1995@mail.ru

The purpose of this work is to study crystallization of the trigonal rare-earth ferroborate in melt-solution systems.

The single crystals $\text{Ho}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ with $x=0, 0.25, 0.5$ were grown from bismuth trimolibdate-based melt-solutions. We detected the areas of stability of these crystals and determined the ratios of the melt-solution components by direct phase probing [1]. The techniques of spontaneous nucleation and group growth on seeds were used. The X-ray structural analysis confirms that this crystal has trigonal spatial group R32 [2].

For example: for crystal growth $(\text{Ho}_{0.5}\text{Nd}_{0.5})\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, a melt-solution was chosen:

80% w. $\{\text{Bi}_2\text{Mo}_3\text{O}_{12} + 3\text{B}_2\text{O}_3 + 0.5\text{Nd}_2\text{O}_3\} + 20\%$ w. $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$.

The temperature of saturation for this melt-solution was equal 965°C. Crystals with increasing substitution were grown by successive replenishment with a second oxide. This made it possible not to take into account the possible change in composition during the melting of a new melt-solution. We succeeded in ensuring that the $\text{Ho}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ crystals were the only high-temperature phase in a given melt-solution. The size of the grown crystals was 5-7 mm.

The magnetic properties of crystals are measured.

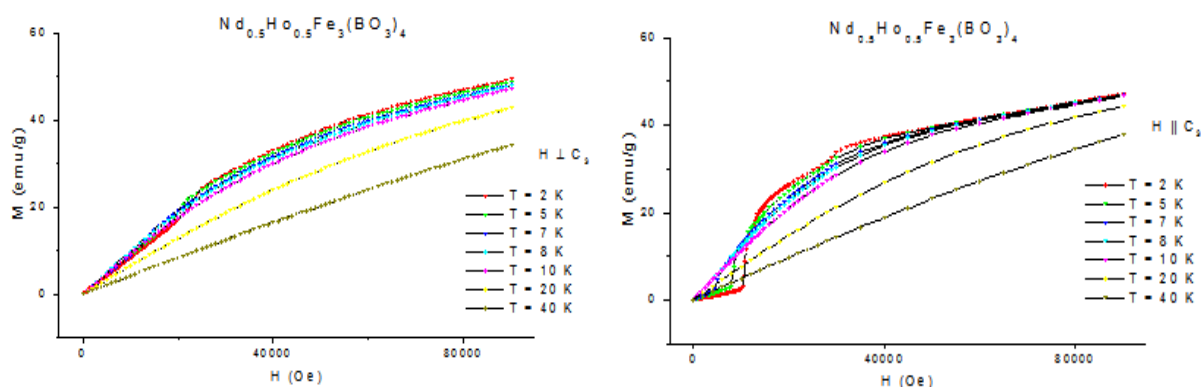


Рис.1. – The field dependence of the magnetization of a grown crystal $\text{Nd}_{0.5}\text{Ho}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$.

- [1] Gudim I.A., Eremin E.V., Temerov V.L., Journal of Crystal Growth 312 (2010) 2427
 [2] Y. Hinatsu, Y. Doi, K. Ito, M. Wakeshima, and A. Alemi, J. Solid State Chem. 2003, 172, 438.

This study was supported by the Russian Foundation for Basic Research, project no № 17-52-45091

DEVELOPMENT OF BROADBAND RADIO-ABSORBING COATINGS BASED ON THIN FILM COMPOSITE MATERIALS

Tarasova O.S. *, Sitnikov A.V., Pasternak Yu.G., Chuguyevskiy V.I.

Voronezh State Technical University, 394026, Voronezh, Russia

**e-mail: oksanchik2603@mail.ru*

РАЗРАБОТКА ШИРОКОПОЛОСНЫХ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Тарасова О.С. *, Ситников А.В., Пастернак Ю.Г., Чугуевский В.И.

Воронежский государственный технический университет, 394026, Воронеж, Россия

**e-mail: oksanchik2603@mail.ru*

Интерес к электромагнитным поглотителям волн связан с возникновением проблемы электромагнитной совместимости связанных электронных устройств. Эта проблема является главной причиной помех для радиочастотной идентификации. Поэтому задача разработки тонких сверхширокополосных радиопоглотителей актуальна в настоящее время.

Для исследования влияния морфологии подложек на поглощение электромагнитной волны в СВЧ диапазоне, с помощью технологии трехмерной печати были получены крестообразные квазифрактальные полимерные подложки. На подложках, методом ионно-лучевого напыления, было получено нанокomпозиционное покрытие $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{60}(\text{SiO}_2)_{40}$. Пленка имела толщину порядка 2 мкм. Размер образца составлял $360 \times 360 \text{ мм}^2$.

На ситалловых подложках (образцах свидетелях) проведены измерения петель намагниченности на вибрационном магнетометре в диапазоне полей $\pm 10 \text{ кЭ}$. Измерения в плоскости пленки в ортогональных направлениях выявило отсутствие явной анизотропии в плоскости подложки. Оценка значений выхода намагничивания пленки в насыщение дает значение порядка 8,5 Э, при этом величина коэрцитивной силы составляет 4,5 Э.

Было проведено измерение частотных зависимостей действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости композита $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{60}(\text{SiO}_2)_{40}$. Исследование показало максимум мнимой части комплексной магнитной проницаемости (μ''), соответствующий частоте естественного ферромагнитного резонанса и составляет $f_{\text{рез}} \approx 1,3 \text{ ГГц}$. Значения μ'' существенно выше нулевых во всем диапазоне измерений (0,3-10 ГГц). В то же время μ' в области частот порядка 0,3-5 ГГц испытывает значительное уменьшение. Максимальная величина μ'' совпадает с частотой резкого изменения μ' .

Для экспериментального исследования коэффициента поглощения образцов было проведено измерение параметра S21 (отражение) в безэховой камере с помощью двух рупорных антенн. Наблюдается значительное поглощение в диапазоне частот 6 - 11 ГГц. Надо заметить, что величина поглощения в максимуме достигает – 17 Дб. Таким образом, использование магнитных композиционных пленок в качестве распределенного резистивного слоя позволяет повысить коэффициент поглощения и изменять частоту полосы поглощения структуры.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-45-360483 p_a.

OPTIMIZATION OF ELECTRODYNAMICAL PARAMETERS FOR HEATING OF PELLET FROM IRON ORE AND BIOCHAR POWDERS

Anzulevich A.P.^{1*}, Bychkov I.V.¹, Anzulevich S.N.¹, Zhiwei Peng², Kalganov D.A.¹

¹*Chelyabinsk State University, 454021, Chelyabinsk, Russia*

²*Central South University, Hunan 410083, Changsha, China*

**e-mail: anzul@list.ru*

ОПТИМИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ НАГРЕВА ГРАНУЛЫ ИЗ ПОРОШКОВ ЖЕЛЕЗНОЙ РУДЫ И ЛИГНИНА

Анзулевич А.П.^{1*}, Бычков И.В.¹, Анзулевич С.Н.¹, Цзивей Пенг², Калганов Д.А.¹

¹*Челябинский государственный университет, 454021, Челябинск, Россия*

²*Центральный Южный Университет, Хунань 410083, Чаньша, Китай*

**e-mail: anzul@list.ru*

В данной работе изучена упрощенная модель лигнин-содержащей железной руды со связующим. Она представляет собой смесь двух типов частиц ядра-оболочка: частицы железной руды с оболочкой связующего и частицы лигнина. Выражения для расчета комплексных эффективной диэлектрической и магнитной проницаемостей (1) были получены с помощью приближения эффективной среды (ПЭС) [1]. Приведены соответствующие зависимости от объемной доли железной руды в смеси (см. Рис. 1). Данная задача представляет интерес для эффективного восстановления железа с помощью СВЧ.

$$\begin{aligned}
 & (1 - p_m \zeta_m - p_c \zeta_c) \frac{\varepsilon_g - \varepsilon_{eff}}{\varepsilon_g + 2\varepsilon_{eff}} + \\
 & + p_m \zeta_m \frac{\varepsilon_b [3\varepsilon_m + (\zeta_m - 1)(\varepsilon_m + 2\varepsilon_b)] - \varepsilon_{eff} [3\varepsilon_b + (\zeta_m - 1)(\varepsilon_m + 2\varepsilon_b)]}{2\alpha_m \varepsilon_{eff} + \beta_m \varepsilon_b} + \\
 & + p_c \zeta_c \frac{\varepsilon_b [3\varepsilon_c + (\zeta_c - 1)(\varepsilon_c + 2\varepsilon_b)] - \varepsilon_{eff} [3\varepsilon_b + (\zeta_c - 1)(\varepsilon_c + 2\varepsilon_b)]}{2\alpha_c \varepsilon_{eff} + \beta_c \varepsilon_b} - \\
 & - p_m \zeta_m \frac{\frac{9}{2} \varepsilon_b (\varepsilon_m - \varepsilon_b) \ln(1 + l_m)}{2\alpha_m \varepsilon_{eff} + \beta_m \varepsilon_b} - \\
 & - p_c \zeta_c \frac{\frac{9}{2} \varepsilon_b (\varepsilon_c - \varepsilon_b) \ln(1 + l_c)}{2\alpha_c \varepsilon_{eff} + \beta_c \varepsilon_b} = 0 \tag{1}
 \end{aligned}$$



Рис.1. Реальные и мнимые (на внутреннем графике) части эффективной диэлектрической (слева) и магнитной (справа) проницаемостей порошка лигнин-содержащей железной руды. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-58-53055, 16-29-14045, 17-02-01382).

[1] V.D. Buchelnikov, et. al., Journ. Appl. Phys., V.1, N.104, P. 1-10 (2008).

SYNTHESIS AND INVESTIGATION OF MECHANICAL PROPERTIES OF POLYELECTROLITE FERROGELS BASED ON FERRITE PARTICLES STRONG

Mikhnevich E.A., Chebotkova P.D., Safronov A.P.

Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia

**e-mail: emikhnevich93@gmail.com*

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ ФЕРРОГЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ЧАСТИЦ ФЕРРИТА СТРОНЦИЯ

Михневич Е.А.*, Чеботкова П.Д., Сафронов А.П.

Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия

**e-mail: emikhnevich93@gmail.com*

Биосовместимые полиэлектролитные феррогели являются материалами, перспективными для использования в биомедицине и биоинженерии. Феррогель содержит полимерную сетку водорастворимого полимера, которая обеспечивает его механическую эластичность и магнитные частицы, встроенные в сеть и обеспечивающие чувствительность материала к магнитному полю. Целевые свойства феррогеля, например, механические, подвержены сложному сочетанию молекулярных и межфазных взаимодействий в его структуре.

Целью данной работы являлся синтез и исследование модуля упругости феррогелей на основе частиц феррита стронция, иммобилизированных в матрице сополимера акриламида с 10 % акрилата калия.

Магнитную подсистему феррогеля составляли наночастицы феррита стронция (ФС). Однофазность ФС была установлена методом РФА (Bruker D8 DISCOVER). Образец характеризует гексагональная решетка, пространственной группы $P63/mmc$ (194) с периодами $a = 5.884$ (5), $c = 23.044$ (10). Магнитный гистерезис ФС был охарактеризован с помощью вибромагнетометра. Значение намагниченности насыщения составило 274 кА/м, остаточная намагниченность 179 кА/м, коэрцитивная сила 59.8 кА/м.

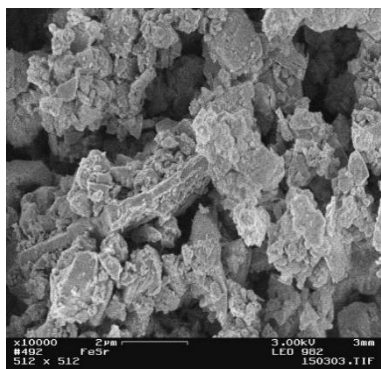


Рис.1. Электронная микрофотография порошка феррита стронция



Рис.2. Фотография гидро- и феррогеля.

Удельная поверхность $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ определена методом БЭТ по низкотемпературной сорбции паров азота с помощью автоматической сорбционной установки «Micromeritics TriStar 3020» и составила $0,46 \text{ м}^2/\text{г}$. Из рисунка 1 видно, что частицы феррита стронция имели форму неправильную многогранников.

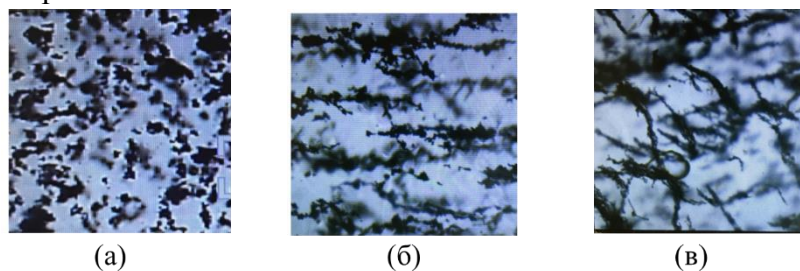


Рис.3. Фотографии полученных феррогелей: а – без магнитного поля; б – слабое магнитное поле (15 мТл); в – сильное магнитное поле (420 мТл).

Феррогели с частицами ФС синтезировали при комнатной температуре методом радикальной полимеризации в водном растворе акриламида и акрилата калия в мольном соотношении 9:1 с общей концентрацией 2.7 М. Метиленадиакриламид использовали в качестве сшивающего агента в мольных соотношениях 1:50 и 1:100 к мономерной смеси. Персульфат аммония и N,N,N',N'- тетраметил-1,2-диамин были использованы в качестве инициатора и катализатора, соответственно. В реакционную смесь вводили магнитный порошок. Содержание магнитного порошка варьировалось в диапазоне 20-160 % к массе мономера. Синтез феррогелей проводили без магнитного поля и в магнитных полях напряженностью 15 и 420 мТл. Внешний вид феррогелей представлен на рисунке 2. Было обнаружено, что при синтезе феррогелей в магнитном поле частицы феррита стронция выстраивались в цепочечные структуры, а без магнитного поля распределялись хаотично (рис.3). Получены деформационные кривые (рис.4) по наклону которых рассчитывали модуль.

Модуль сжатия феррогелей измеряли на цилиндрических образцах диаметром ~ 10 мм и высотой ~ 10 мм с использованием лабораторной установки с оптической регистрацией деформирования.

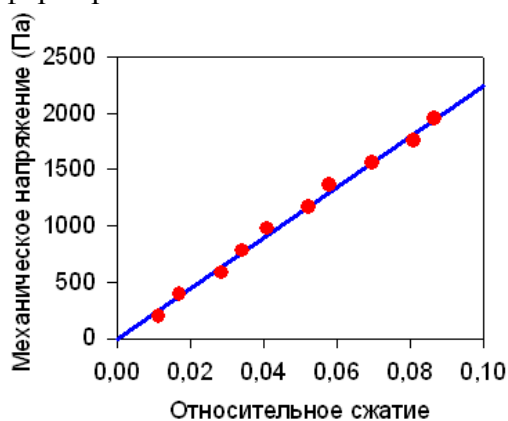


Рис.4. Деформационная зависимость для расчета модуля сжатия.

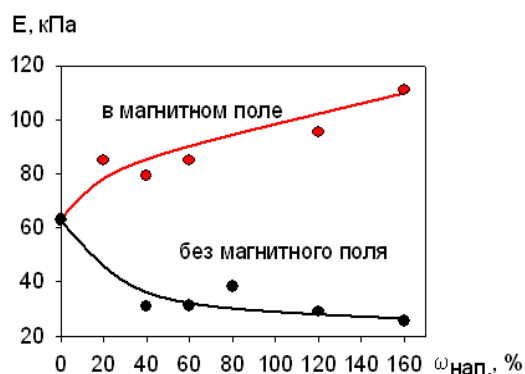


Рис.5. Зависимость модуля сжатия от содержания частиц.

Для феррогелей с сетчатостью 1:100 модуль сжатия мало зависит от введения наполнителя. Для феррогелей с сетчатостью 1:50, синтезированных без поля, модуль убывает, а для гелей, синтезированных в магнитном поле – возрастает (рис.5).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 18-19-00090

SINGLE CRYSTAL GROWTH OF OXIDE MULTIFERROICS BY FLOATING ZONE MELTING

Balbashov A.M.* , Voronchikhina M.E. and Lazukin A.V.
Moscow Power Engineering Institute, 111250, Moscow, Russia
**e-mail: balbashovAM@mpei.ru*

ВЫРАЩИВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ ОКСИДНЫХ МУЛЬТИФЕРРОИКОВ МЕТОДОМ ЗОННОЙ ПЛАВКИ

Балбашов А.М.* , Ворончихина М.Е., Лазукин А.В.
Московский энергетический институт, 111250, Москва, Россия
**e-mail: balbashovAM@mpei.ru*

Study of physical properties of oxide multiferroics appropriately using these materials in the form of fairly perfected single crystals. This allows to more accurately identify the subtle features of physical processes and examine the properties associated with the crystalline anisotropy of solid. This paper presents the results of technology development and implementation processes of crystal growth multiferroics by floating zone melting method on crystal growth equipment with light heating type of URN-2-ZM [1] allowing for cultivation processes in a wide range of gas environment over melt, including enhanced gas pressure up to 100 atm., and high-temperature annealing the crystal in growing process. To obtain rather quality crystals of various multiferroics growing conditions on dynamic parameters of the process and composition and pressure gas environment should vary widely. The optimal growth parameters are defined usually experimentally. The most famous and widely researched the types of oxide multiferroics and conditions to obtain enough quality crystals by floating zone melting with light heating are presented in Table.

Composition	Structure type	Melting type	Gas atmosphere	Crystallization speed	Crystal rotation velocity	Crystal size (mm)
RMnO ₃ R-Gd÷Lu	Hex., Perovs.	Congr.	Ar flow, air	5 mm/h	40 r/min	Ø 8 x 60
WMnO ₄ :Co	Monoclin.	Congr.	Ar flow	6 mm/h	40 r/min	Ø 8 x 60
Ba(Sr)Fe ₁₂ O ₁₉	Hexag. M	Incongr.	O ₂ 60 atm.	6 mm/h	40 r/min	Ø 8 x 60
Ba(Sr)CoTi _x Fe _{12-x} O ₁₉	Hexag. M	Incongr.	O ₂ 60 atm.	4 mm/h	40 r/min	Ø 6 x 60
Ba(Sr)Sc _x Fe _{12-x} O ₁₉	Hexag. M	Incongr.	O ₂ 60 atm.	4 mm/h	40 r/min	Ø 6 x 60
Ba ₃ Co ₄ Fe ₂₄ O ₄₁	Hexag. Z	Incongr.	O ₂ 60 atm.	4 mm/h	40 r/min	Ø 6 x 60
BaMe ₂ Fe ₁₆ O ₂₇	Hexag, W	Incongr.	O ₂ 60 atm.	4 mm/h	40 r/min	Ø 6 x 60
Ba ₂ Zn ₂ Fe ₁₂ O ₂₂	Trigon. Y	Incongr,	60 O ₂ atm	2 mm/h	40 r/min	Ø 6 x 60
Ba(Sr) ₃ Nb(Ta)Fe ₃ Si ₂ O ₁₄	Trigonal	Incongr,	O ₂ , Ar flow	2 mm/h	40 r/min	Ø 6 x 60
CoTiO ₃	Romboedr,	Congr,	Ar flow	2 mm/h	40 r/min	Ø 6 x 60
CoTi ₂ O ₅	Orthoromb.	Incongr,	Air	2 mm/h	40 r/min	Ø 6 x 60
Ca ₂ FeAlO ₅	Perovskite	Incongr,	Ar flow	2 mm/h	40 r/min	Ø 6 x 60

Peculiarities of crystal growth of each material and quality parameters in more details will be described.

References.

[1]. A.M.Balbashov, S.K.Egorov, J.Cryst. Growth, V52, N.498 (1981).

MICROWAVE HEATING OF MAGNETIC MATERIALS BASED ON IRON OXIDES

Bychkov I.V., Kalganov D.A. *, Anzulevich A.P., Pavlov D.A.

Chelyabinsk State University, Chelyabinsk

МИКРОВОЛНОВЫЙ НАГРЕВ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ОКСИДОВ ЖЕЛЕЗА

Бычков И.В., Калганов Д.А. *, Анзулевич А.П., Павлов Д.А.

Челябинский государственный университет, г. Челябинск

**e-mail: kalganov@csu.ru*

Повышение эксплуатационных характеристик изделий, а также экологических требований к процессам порошковой металлургии ограничивают возможности использования традиционных методов, таких как высокотемпературное спекание в печах и горячее прессование. Применение микроволнового процесса обработки позволяет добиться быстрого, равномерного и, с высокой точностью, контролируемого нагрева, а также уменьшить влияние материала муфеля на состав синтезируемых веществ.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследован микроволновый нагрев гранулированного материала, состоящего из смеси оксидов железа ($\text{Fe}_2\text{O}_3 / \text{Fe}_3\text{O}_4$), оксида кремния (SiO_2) и углеродсодержащего порошка (biochar). Изучение механизмов взаимовлияния электродинамических и термохимических процессов в таком материале необходимо для решения проблемы оптимизации технологий восстановления оксидов в производстве металлического железа.

Нагрев исследуемых образцов осуществляли в установке, собранной по-принципу прямоуглоного волновода с изменяемым профилем для регулировки напряженности электрической и магнитной составляющей поля (рис.1, а). Была создана численная модель установки (рис.1, б) и, с учётом данных об эффективных значениях диэлектрической и магнитной проницаемостей для исследуемых смесей [1], методом конечных элементов проведён расчёт нагрева образца исследуемого материала.

Экспериментальные исследования проводили в режиме бегущей волны H_{10} с частотой 2,45ГГц и мощностью 400Вт. Фазовый состав образцов определяли рентгendifракционным анализом в диапазоне углов $2\theta = 20^\circ - 50^\circ$ с шагом $0,05^\circ$ на дифрактометре ДРОН-3М ($\text{CuK}\alpha$ -излучение).

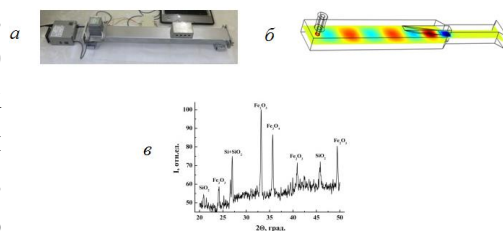


Рис.1. Установка микроволнового

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ в рамках гранта № 18-58-53055.

[1] Z. Peng, Z. Li, X. Lin, M. Yang, J.Y. Hwang, Y. Zhang, G. Li, T. Jiang, JOM, 69 (2), 178-183 (2017).

POSTER SESSION

**PL. METHODS OF TEACHING MATERIALS
TECHNOLOGY DISCIPLINES**

**ДИСЦИПЛИНА «ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НАУЧНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ НА
ИНОСТРАННОМ ЯЗЫКЕ», ПРЕПОДАВАЕМАЯ НА КАФЕДРЕ МАГНЕТИЗМА И
МАГНИТНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ УРФУ**

Курляндская Г.В.^{1*}, Волчков С.О.¹

¹*Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия*

**e-mail: galinakurlyandskaya@urfu.ru*

Необходимость совершенствования компетенций студентов и магистрантов в отношении их владения иностранным языком в профессиональной сфере. Однако, в вопросах освоения иностранных языков в сфере естественных и инженерных наук возникают дополнительные трудности, связанные с тем, что преподаватели иностранного языка являются представителями гуманитарного профиля и не всегда знакомы с быстроменяющимися требованиями представления научных результатов в конкретной области знания. В последние годы в Уральском федеральном университете с целью решения данной проблемы к преподаванию курсов, связанных с владением иностранным языком в профессиональной сфере все более и более стали привлекать преподавателей естественных и инженерных дисциплин, хорошо владеющих иностранными языками.

Настоящая работа посвящена анализу результатов преподавания в 2017/2018 учебном году дисциплины «Представление научных результатов на иностранном языке» на кафедре магнетизма и магнитных наноматериалов УРФУ в рамках образовательной программы «Метрологическое обеспечение научных исследований и производства наукоемкой продукции» (27.04.01 Магистратура: «Стандартизация и метрология»). В 2015 году РОСНАНО-АИОР провели независимую профессионально-общественную аккредитацию данной программы магистратуры, по результатам которой ей был присвоен «Европейский знак качества». С 2017/2018 учебного года дисциплина «Представление научных результатов на иностранном языке» на кафедре магнетизма и магнитных наноматериалов ведется адресно, с ориентацией именно на магистрантов-метрологов.

Главной методической особенностью преподавания данного курса было использование метода диалога. По объективным причинам курс иностранного языка обычно ведется одним преподавателем, т.е. отсутствует возможность обучающего/перекрестного диалога между собеседниками, хорошо владеющими иностранным языком. В нашем случае мы широко использовали дискуссию между двумя и более собеседниками хорошо владеющими английским языком, для чего к учебному процессу были привлечены магистранты, аспиранты и иностранные стажеры-преподаватели (А.А.Членова, Е.В. Голубева, Dr. Zhen Yang) владеющие языком. Dr. Zhen Yang, таким образом, прошел дополнительный курс повышения квалификации (в Китае он преподает подобную дисциплину в School of Physics and Electronic Engineering, Xinyang Normal University). Особый интерес вызвала практическая работа, в ходе которой обучающиеся создали видеоролик на английском языке с представлением *Curriculum Vite* и короткий вариант *Curriculum Vite* для устройства на работу на двух языках.

Для сопровождения дисциплины и совершенствования компетенций в сфере интернет-технологий была создана и использовалась веб-страница курса.

Авторы выражают особую благодарность Е.А. Свалову за разработку и поддержку веб-страницы сопровождения дисциплины «Представление научных результатов на иностранном языке».

Научное издание

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ. НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Тезисы докладов
VIII Байкальской Международной конференции

г. Иркутск, Российская Федерация
24–28 августа 2018 г.

Материалы печатаются в авторской редакции

Подписано в печать 17.08.2018 Формат 84x108 1.16
Усл. печ. л. 14,5. Заказ 5608. Тираж 120 экз.

Отпечатано ООО «Репроцентр А1»
664047, г. Иркутск, ул. Александра Невского, 99/2.
Тел. (3952) 540-940