



МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ. НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Тезисы докладов
VI Байкальской Международной конференции

Пос. Большое Голоустное, Иркутская область,
Российская Федерация
19–23 августа 2014 г.

MAGNETIC MATERIALS. NEW TECHNOLOGIES

Abstracts of
6th Baikal International Conference

Bol'shoe Goloustnoe village, Irkutsk region, Russia
August 19th – 23rd 2014



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

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ. НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Тезисы докладов
VI Байкальской Международной конференции

Пос. Большое Голоустное, Иркутская область,
Российская Федерация
19–23 августа 2014 г.

MAGNETIC MATERIALS. NEW TECHNOLOGIES

Abstracts of 6th Baikal International Conference

Bol'shoe Goloustnoe village, Irkutsk region, Russia
August 19th – 23rd 2014



УДК 537.6
ББК (В)22.334
М15

Печатается по решению
редакционно-издательского совета ИГУ

Издание выходит в рамках

**Программы стратегического развития
ФГБОУ ВПО ИГУ» на 2012–2016 гг., проект Р132-ОУ-002**

Ответственный редактор
канд. физ.-мат. наук, доц. *А. Л. Семенов*

М15 **Магнитные материалы. Новые технологии** : тез. докл.
VI Байкал. Междунар. конф. Пос. Большое Голоустное, Иркут.
обл., Рос. Федерация, 19–23 авг. 2014 г. / ФГБОУ ВПО «ИГУ» ;
[отв. ред. А. Л. Семенов]. – Иркутск : Изд-во ИГУ, 2014. – 195 с.

ISBN 978-5-9624-1024-1

Материалы участников BICMM-2014 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 978-5-9624-1024-1

© ФГБОУ ВПО «ИГУ», 2014

Magnetic Materials. New Tecnologies (BICMM-2014) :
Abstracts of 6th Baikal International Conference. – Irkutsk : Pub-
lishing of Irkutsk State University, 2014. – 195 p.

ISBN 978-5-9624-1024-1

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.

6th Baikal International Conference “Magnetic Materials. New Tecnologies” (BICMM-2014) is supported by Irkutsk State University, by grants of Russian Foundation for Basic Research (grant 14-02-20086 Г) and Dmitriy Zimin’s Foundation “Dynasty” and by Strategic Development Program of the Irkutsk State University for 2012-2014(Project P132-ОУ-002).

Conference Organizers:



Irkutsk State University



Kirensky Institute of Physics

Financial Support:



Russian Foundation for Basic Research



**Dmitriy Zimin's Foundation
"Dynasty"**

**Strategic Development Program of the Irkutsk State University for
2012-2014, under the Project P132-OY-002**

BICMM-2104 official web-site

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

BICMM Chairman:

Gavriliuk Alexey

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

BICMM Secretary:

Semenov Andrey, Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

Program Committee:

Beketov I.	Yekaterinburg	Russia
Caprara S.	Rome	Italy
Gavriliuk B.	Irkutsk	Russia
Glezer A.	Moskow	Russia
Granovsky A.	Moskow	Russia
Hammer H.	Düsseldorf	Germany
Inoue M.	Toyohashi	Japan
Iskhakov R.	Krasnoyarsk	Russia
Kalinin Yu.	Voronezh	Russia
Kurlyandskaya G.	Bilbao	Spain
Mushnikov N.	Yekaterinburg	Russia
Ovchinnikov S.	Krasnoyarsk	Russia
Perov N.	Moskow	Russia
Rinkevich A.	Yekaterinburg	Russia
Sanditov D.	Ulan-Ude	Russia
Seemann K.	München	Germany
Semenov A.	Ulan-Ude	Russia
Semirov A.	Irkutsk	Russia
Schäfer R.	Dresden	Germany
Varga R.	Kosice	Slovak Republic
Vas'kovskiy V.	Yekaterinburg	Russia
Volkov N.	Krasnoyarsk	Russia

Local Committee Chairman:

Zubritsky Sergey, Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

Local Committee:

Morozova N.	Moiseev A.
Mokhovikov A.	Truhina N.
Bukreev D.	Kovaleva N.
Kudryavtsev V.	

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-2014: English and Russian

Program of the BICMM-2014.

August, 19th (Tuesday)

9⁰⁰-19⁰⁰ – Registration of BICMM-2014 participants (Irkutsk) and departure to the conference venue (Bol'shoe Goloustnoe village).

August, 20th (Wednesday)

9⁰⁰-9¹⁰	Conference opening ceremony
9¹⁰-11¹⁰	Plenary Talks
11¹⁰-11²⁵	Coffee break
11²⁵-12⁴⁵	Oral Presentations
12⁴⁵-15⁰⁰	Lunch
15⁰⁰-16²⁰	Oral Presentations
16²⁰-16³⁵	Coffee break
16³⁵ – 17³⁵	Oral Presentations
17³⁵-19⁰⁰	Poster Session (Topics: 1, 2, 3, 4, 5, 6)

August, 21st (Thursday)

10⁰⁰-12⁰⁰	Plenary Talks
12⁰⁰-12¹⁵	Coffee break
12¹⁵-13³⁵	Oral Presentations
13³⁵-15⁰⁰	Lunch
15⁰⁰-16⁴⁰	Oral Presentations
16⁴⁰-16⁵⁵	Coffee break
16⁵⁵-19⁰⁰	Poster Session (Topics: 7, 8, 9, 10, 11, 12)
19⁰⁰	Conference dinner

August, 22nd (Friday) – One-day excursion trip

August, 23rd (Saturday)

10⁰⁰-12⁰⁰	Plenary Talks
12⁰⁰-12¹⁵	Coffee break
12¹⁵-13³⁵	Oral Presentations
13³⁵-14²⁵	Briefing
14²⁵-14³⁵	Conference closing ceremony
14³⁵-16⁰⁰	Lunch
16³⁰	Departure from the conference venue to Irkutsk

August, 20th (Wednesday)

Plenary Talks and Oral Presentations

FE/SI NANOSTRUCTURES: MBE GROWTH AND PROPERTIES

Sergei G.Ovchinnikov*, **Sergei N.Varnakov**, **Sergei M.Zharkov**, **Ivan A.Yakovlev**, **Ivan A. Tarasov**, **Aleksandr S.Fedorov**

L.V.Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Science, 660036, Krasnoyarsk, Russia

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

Magnetic silicides are formed in the interface of Fe/Si heterostructure that are perspective material for spintronics. Multiphase composition of the interface usually decreases the spin tunneling from ferromagnetic to semiconductor layer. Here we discuss the formation of Fe silicides and report the properties of epitaxial single crystalline films Fe₃Si (magnetic) and FeSi₂ (nonmagnetic). Samples have been grown by thermal evaporation in the ultrahigh vacuum MBE machine with *in situ* control of its thickness, structural and magnetic properties. Optical and magneto-optical measurements *in situ* have been carried out with original home-made magneto-ellipsometry devices for single wavelength and spectral measurement of the ellipsometry and Kerr effect

To study Fe–Si phases by Moessbauer spectroscopy we have grown isotope enriched multilayers Si/(⁵⁶Fe/⁵⁷Fe/Si)₃SiO₂/Si samples with different interfaces: ⁵⁷Fe on Si and Si on ⁵⁷Fe [1] Combination of the volume Moessbauer data with the surface sensitive XMCD measurements allows us to estimate the space non uniform interface as a non-magnetic FeSi with thickness 0.2nm and magnetic interface with thickness 1.2nm. Magnetic interface is a solid solution of Fe₃Si and Fe with increasing Fe concentration with the layer depth [2]. The single crystalline Fe₃Si film has been grown epitaxially on the Si(111) substrate with the 7x7 reconstruction. Its structure and magnetic properties are given in [3]. The optical spectra in visible range has been measured by spectral ellipsometry, both real and imaginary components of the diagonal component of the dielectric permeability tensor has been obtained [4]. The characteristic peaks in the spectra are in a qualitative agreement with the *ab initio* DFT-GGA band calculation.

This work has been supported by Presidium of RAS program 24.34.

[1] L Badia-Romano, J.Rubin, F. Bartolomé, J. Bartolomé, S.G., Ovchinnikov S.N. Varnakov. Spin 4, No.1 (2014).

[2].M.S.Platonov et al., Pis'ma v ZhETF, 99, N.12 (2014).

[3] I.A.Yakovlev et al., Pis'ma v ZhETF, 99, N.9, 610 (2014).

[4] I.A.Tarasov et al., Pis'ma v ZhETF, 99, N.10, 651 (2014).

MAGNETIC, MAGNETOCALORIC, MAGNETOTRANSPORT AND MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF Ni-Mn-In-Z HEUSLER ALLOYS

**A.B. Granovsky^{1*}, V.N. Prudnikov¹, E.A. Gan'shina¹, I.D. Rodionov¹,
I.S. Titov¹, I.A. Novikov¹, I. S. Dubenko² and A. P. Zhukov^{3,4}**

¹*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia;*

²*Department of Physics, Southern Illinois University, Carbondale, IL 62901, USA;*

³*Ikerbasque, Basque Foundation for Science, 48011, Bilbao, Spain*

⁴*Dpto. de Fís. Mater., UPV/EHU San Sebastián 20018, Spain*

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

Since the first observation of a temperature and magnetic field induced structure (martensitic) transformation in off-stoichiometric $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{50-x}\text{In}_x$ Heusler alloys near-room temperatures [1], numerous studies on magnetic properties of the ternary Heusler alloys have been done (see [2] and references therein). It was found that these alloys are characterized by inhomogeneous structural and magnetic phases and in addition to the field and temperature induced magnetostructural transitions and shape memory effects, they demonstrate exchange bias, giant deformations, kinetic arrest, giant normal (direct) and inverse magnetocaloric effects [2,3], large magnetoresistance, giant anomalous Hall effect [4] and other important properties suitable for potential practical applications. Since disorder in these alloys plays a key role, even a small addition of fourth element, Z, to Ni-Mn-In alloys can drastically change their properties. We present our last experimental results on structural and magnetic phase transitions, magnetic, magnetotransport, magnetocaloric and magneto-optical properties in quaternary Ni-Mn-In-Z (Z =Co, Ge, Al, B, Si) Heusler alloys. We focus on effect of fourth element Z on characteristic temperatures of martensitic transformation, magnetic entropy at the first- and second-order phase transitions, resistivity, magnetoresistance, ordinary Hall effect, anomalous Hall effect, transverse Kerr effect in bulk samples, microwires and thin films.

The obtained numerous anomalous features in magnetotransport properties, a correlation between magnetocaloric effect and magnetoresistance, a change of electronic structure at martensitic transformation, and possible applications of these multifunctional Heusler alloys are discussed.

This work was partly supported by the Russian Foundation for Basic Research (grants No. 12-02-0095a and No. 14-02-31714-mol_a), by the Office of Basic Energy Sciences, Material Science Division of the U.S. Department of Energy (grant No. DE-FG02-06ER46291) and by the Basque Government under Saiotek MEMFOMAG (S-PE12UN139).

[1] T.Krenke et al., Phys. Rev. B **75**, 104414 (2007).

[2] I. Dubenko et al., J. Magn.Magn.Mat. **324**, 3530-3534 (2012).

[3] J. Liu et al., Nature Materials **11**, 620-626 (2012).

[4] A. Granovsky et al., JETP **115**, 805-814 (2012).

FINGERPRINTING MORPHOLOGY OF MAGNETIC SHAPE MEMORY ALLOYS USING FIRST ORDER REVERSAL CURVES (FORC) AND EXCHANGE BIAS.

**Pavel N. Lapa¹, James A. Monroe², Brian E. Franco², Ibrahim Karaman^{2,3}, Kathryn Krycka⁴,
Igor V. Roshchin^{1,3*}**

¹ *Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University,
College Station, Texas 77843-4242, USA*

² *Department of Mechanical Engineering, Texas A&M University,
College Station, Texas 77843-3123, USA*

³ *Materials Science and Engineering Department, Texas A&M University,
College Station, Texas 77843-3003, USA*

⁴ *NIST Center for Neutron Research, National Institute for Standards and Technology,
Gaithersburg, Maryland 20899, USA*

* *e-mail: roshchin@physics.tamu.edu*

Magnetic shape memory alloys (MSMA) are the materials that exhibit several interesting properties: ferromagnetism, antiferromagnetism, spin-glassiness, magneto-caloric and shape-memory effects, martensitic transformation. In Ni-Mn-In- and Ni-Mn-Sn-based alloys, two different magnetic phases can coexist even in a single-crystalline material. According to the current models, this happens due to coexistence of the areas with the different degree of ordering of the Mn-In or Mn-Sn sublattice (L₂₁ and B2 at room temperature, and the corresponding martensitic phases) [1,2] that determines the distance between the two nearest Mn atoms. As a result the exchange coupling between the two atoms can be either ferromagnetic or antiferromagnetic in the martensitic phases of the material. The interaction between different magnetic phases in these materials leads to well-pronounced exchange bias: the magnetic hysteresis loop is shifted.

We report the results of magnetization measurements in comparison to the structural analysis obtained using wavelength-dispersive X-ray spectroscopy (WDS) and tunneling electron microscopy (TEM) [1,3]. We observe a correlation of exchange bias with the secondary heat treatment for Ni-Co-Mn-In alloys. Comparative first order reversal curve (FORC) analysis of magnetization for Ni-Co-Mn-Sn samples with different heat treatment demonstrates a strong correlation between the morphology and distribution of exchange bias values.

For example, the sample after the secondary heat treatment for 3 hours at 700°C shows H_E= -800 Oe and H_C= 250 Oe compared to H_E= -600 Oe and H_C= 300 Oe for the sample without the secondary treatment. While the FORC diagrams are qualitatively similar, the quantitative difference between the distributions of the local coercive fields and biases is clear in the FORC analysis (Fig. 1). For a single-crystal Ni-Co-Mn-In, the FORC diagrams are drastically different, as can be seen in Fig. 2. Moreover, the heat treatment for this material yields qualitative differences in the resulting FORC diagrams (Fig. 2). The differences in these FORC diagrams and the underlying magnetic and structural properties will be discussed.

Furthermore, we demonstrate that based on FORC analysis we can obtain information about cluster sizes of the structural phases in these alloys. This is especially important for polycrystalline alloy samples where dark-field images showing different phases are hard to obtain. Our prediction for the size of the clusters of B2 and L₂₁ phases in Ni-Co-Mn-Sn polycrystalline samples has been confirmed by small angle neutron scattering measurements (SANS).

We also observe that the exchange bias can be induced by applying a constant field for 2 hours at 90 K, below the spin-glass transition temperature for some Ni-Mn-Sn samples. This unusual behavior is attributed to magnetic glassiness in these alloys at low temperature.

Work is supported by Texas A&M University and US NSF-DMR Metals and Metallic Nanostructures Program/Materials World Network Initiative grant 1108396.

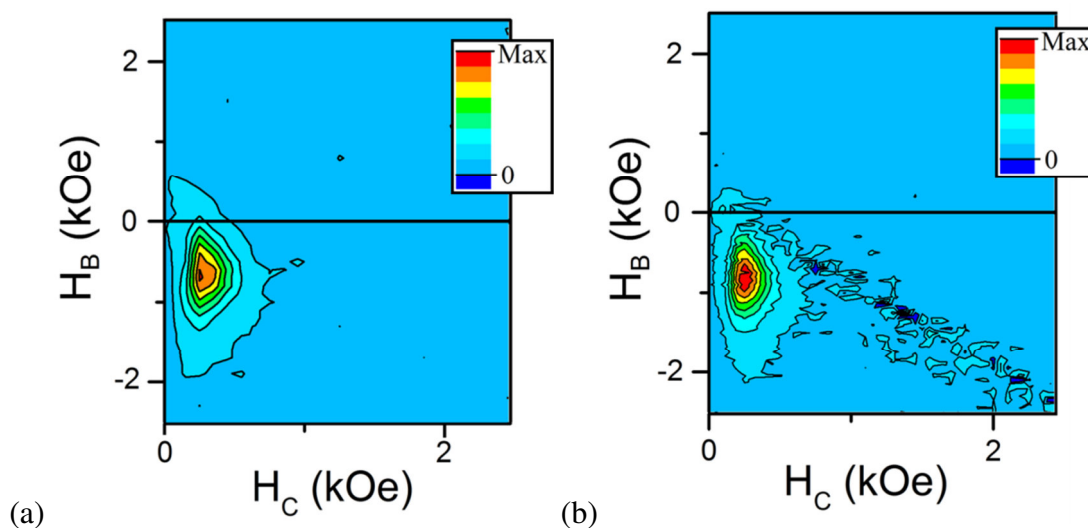


Fig. 1 FORC diagrams for two pre-alloyed powder $\text{Ni}_{43}\text{Co}_7\text{Mn}_{39}\text{Sn}_{11}$ samples (a) without secondary heat treatment, (b) with the secondary heat treatment at 700°C for 3 hours.

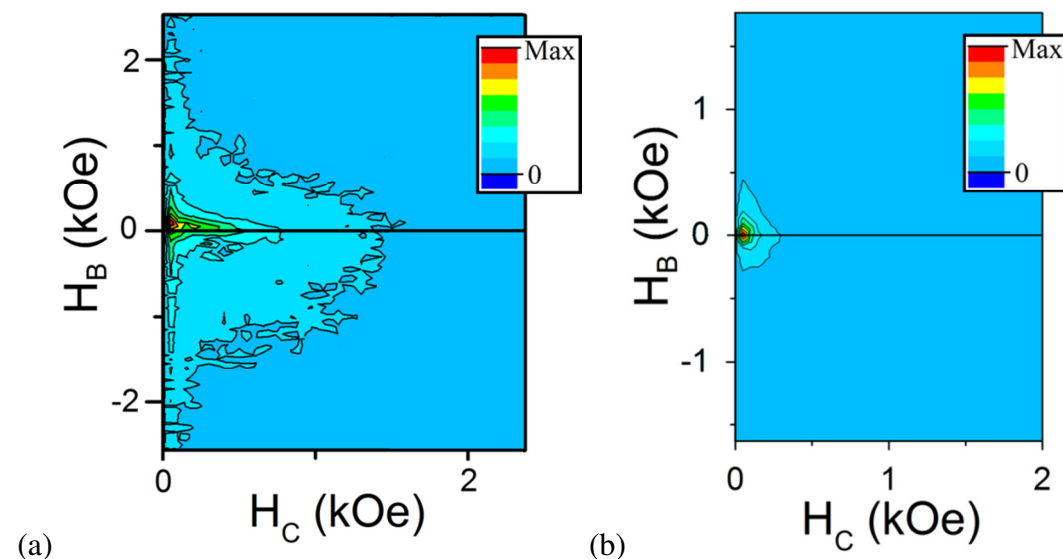


Fig. 2 FORC Diagram for two NiCoMnIn single crystal samples with two different heat treatments for 3 hours: (a) at 500°C and (b) at 700°C .

References

- [1] J.A. Monroe, I. Karaman, B. Basaran, W. Ito, R.Y. Umetsu, R. Kainuma, K. Koyama, Y.I. Chumlyakov, *Acta Materialia*, **60**, 6883 (2012).
- [2] R. Zhu. M.S. Thesis, Texas A&M University, 2011.
- [3] J. A. Monroe, Ph.D. Thesis, Texas A&M University, 2013.

TRANSVERSAL KERR EFFECT IN Co IMPLANTED TiO₂ THIN FILMS

E.A. Gan'shina^{*1}, **A. Novikov**¹, **G. Zukov**¹, **A. Smekhova**^{1,3}, **N. Perov**¹, **A. Granovsky**¹,
A.F. Orlov², **M. Butterling**³, **A. Wagner**³, **W. Anwand**³, **O. Yildirim**³, **K. Potzger**³

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

² *Institute of Rare Metal Industry "Giredmet", 119017, Moscow, Russia*

³ *Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, D-01328, Dresden, Germany*

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

Diluted magnetic semiconductors and oxides semiconductors are very promising novel materials for spintronics and magnetophotonics. In spite of intense research activity in this field the main mechanisms of their magnetic, magnetotransport and magneto-optical properties are far from being well understood. The origin of ferromagnetic order in such materials is still unclear, especially at high temperatures. Magneto-optical (MO) spectroscopy is a very effective tool for studies of TiO_{2- δ} :Co films that are ferromagnetic at room temperature (RT) and even above it and could be used to obtain the unique information on the electronic and magnetic structure of inhomogeneous ferromagnets. One can expect that MO spectra will contain the specific features related with the presence of metallic Co clusters and Co ions in different site positions. The changes of electronic structure with increasing of Co doping are expected as well as possible formation of magnetic moments on Ti ions in ferromagnetic TiO_{2- δ} :Co.

We report about our recent results of studies of the next DMS systems: TiO₂:Co(x at%) and TiO₂:V(x at%) thin films (~ 300 nm, $x = 1 \div 3$) on LaAlO₃ (001) substrates prepared by rf magnetron sputtering technique in argon-oxygen atmosphere at reduced oxygen partial pressure and TiO₂:Co(y at%) thin films with amorphous, polycrystalline and epitaxial structures (~ 300 nm, $y = 0.5 \div 5$) on SrTiO₃ substrates prepared by ion-implantation. Some samples reveal the ferromagnetic order at RT which is confirmed by SQUID or VSM magnetometry; the absence of parasitic ferromagnetic phases has been checked by EDX analysis.

The rather strong magneto-optical signal measured by Transversal Kerr Effect spectroscopy has been found for all films doped by Co, meanwhile the MO response from films doped by V was at least one order of magnitude lower even for samples with the same level of magnetic moment per impurity atom. Positron Annihilation Spectroscopy (PAS) was used to check the point and open volume defects by depth-resolved Doppler broadening spectroscopy at the slow-positron-beam SPONSOR at ELBE accelerator at HZDR campus with positron energies 27 eV...36 keV.

The possible difference in exchange mechanisms in TiO₂:Co and TiO₂:V systems is under discussion.

This work is supported in part by the Helmholtz-Russia Joint Research Group HRJRG-314 jointly with the RFBR grant #12-02-91321-SIG_a, #13-02-12200-ofi-m and #12-02-31489-mol-a.

СВОЙСТВА МУЛЬТИФЕРРОИКОВ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $\text{Ce}(\text{Mn}, \text{Fe})\text{O}_3$ С РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ С ПЕРЕМЕННОЙ ВАЛЕНТНОСТЬЮ

Аплеснин С.С.^{1,2*}, Ситников М.Н.², Романова О.Б.², Соколов В.В.³, Пичугин А.Ю.³

¹ Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, 660014, Красноярск, Россия

² Институт физики им. Л.В.Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036, Красноярск, Россия

³ Институт неорганической химии им. Николаева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

*e-mail: автор_для_переписки@email

Взаимосвязь магнитных и электрических свойств является важным фактором для создания электронных устройств, действующих на новых принципах и открывающих новые направления, такие как спинтроника [1] и новые материалы мультиферроики [2]. Для мультиферроиков характерно наличие магнитного и ферроэлектрического упорядочения. Существует два основных микроскопических механизма магнитоэлектрического эффекта – это спин-орбитальный механизм [3] и зависимость обменных взаимодействий от координат магнитных ионов [2]. На границе раздела магнитной и диэлектрической среды нарушается симметрия относительно инверсии пространства и времени и создаются условия для создания магнитоэлектрического эффекта. При наличии электрической неоднородности возможен магнетоемкостный эффект в отсутствие магнитного порядка [4], например, диэлектрический резонанс зависит от магнитного поля в результате изменения подвижности носителей тока в магнитном поле [5].

Цель данной работы выяснить механизм магнитоэлектрической связи в области комнатных температур в отсутствие спинового порядка. Определить оптимальные условия возникновения магнетоемкостного эффекта по температуре.

В данной работе проведено измерение действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости. Диэлектрическая проницаемость найдена из емкости, которая измерена на LCR на частоте $\omega=100$ kHz в интервале температур $100 \text{ K} < T < 450 \text{ K}$. На Рис.1 изображены диэлектрическая проницаемость для состава с $x=0.03$ от температуры. При нагревании до комнатных температур $\text{Re}(\epsilon)$ слабо зависит от температуры и выше 300 K резко возрастает. В магнитном поле диэлектрическая проницаемость увеличивается, магнетоемкость уменьшается при повышении температуры и проходит через минимум при $T=350 \text{ K}$ для $X=0.01$, а для составов с $X=0.03$ и $x=0.05$ меняет знак на отрицательный при $T=300 \text{ K}$ (вставка на Рис.1) и $T=350 \text{ K}$ и исчезает при высоких температурах.

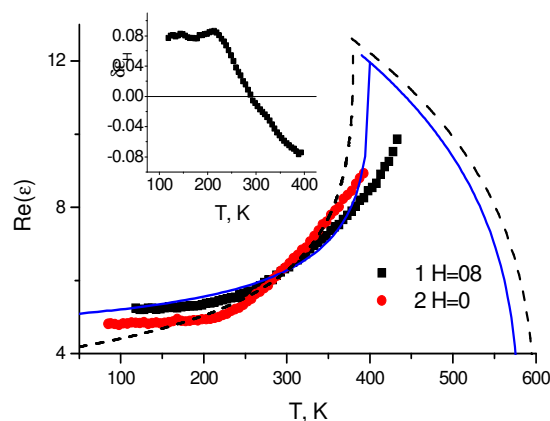


Рис.1. Диэлектрическая проницаемость для состава с $x=0.03$ от температуры.

Мнимая часть диэлектрической проницаемости характеризует потери электромагнитного излучения в ионную или электронную подсистему и определяется из тангенса угла потерь $\text{tg } \delta = \text{Im}(\epsilon) / \text{Re}(\epsilon)$. Для состава с $x=0.01$ наблюдается максимум диэлектрических потерь, который смещается с ростом поля в область высоких температур от $T=370$ К с $H=0$ к $T=412$ К в результате пиннингования орбитальных поляронов и образования орбитального стекла. В окрестности температуры перехода в магнитоупорядоченное состояние диэлектрические потери возрастают в магнитном поле в результате сдвига максимума восприимчивости в сторону высоких энергий. Время релаксации в магнитной системе пропорционально $\tau \sim 1/(1 - T/T_c)^{z\nu}$, где $z\nu$ – критические индексы и уменьшается с ростом критической температуры, т.е. при выполнении условия $T_c(H)/T_c(H=0) > 1$, тогда $\tau(H) < \tau(H=0)$. Мнимая часть диэлектрической проницаемости $\text{Im}(\epsilon) \sim 1/\omega\tau$ при $\omega\tau \gg 1$ и относительное изменение $\delta \text{Im}(\epsilon) = (\text{Im}(\epsilon(H)) - \text{Im}(\epsilon(0))) / \text{Im}(\epsilon(0)) > 0$ и растет с ростом температуры при приближении к температуре магнитного фазового перехода, как видно на Рис.2.

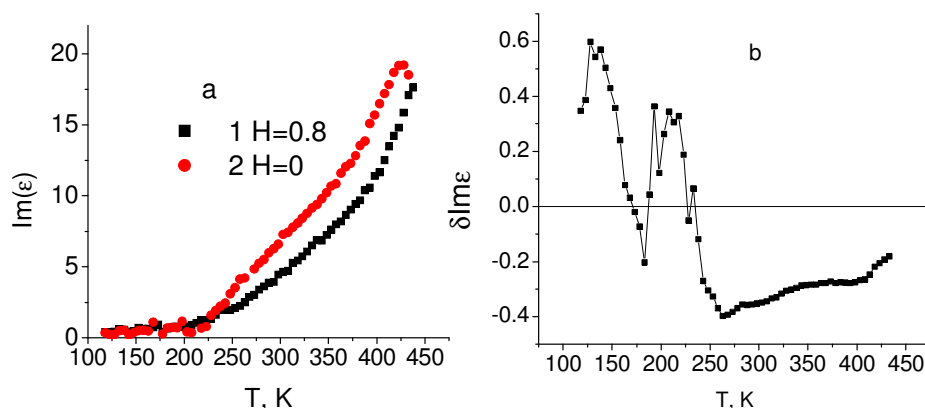


Рис.2 . Мнимая часть диэлектрической проницаемости для состава с $x=0.03$ в полях $H=0.8$ Т (1), $H=0$ Т(2) (а); относительное изменение $\delta \text{Im } \epsilon = \text{Im}(\epsilon(H)) - \text{Im}(\epsilon(0)) / \text{Im}(\epsilon(0))$ в поле $H=0.8$ Т(б).

Если критический радиус корреляции $\nu=0.9$, то можно оценить радиус корреляции, равный размеру суперпарамагнитного кластера $\xi=L=6a$, где a - постоянная решетки. В этом объеме находится порядка 1000 катионов с эффективным орбитальным моментом порядка $(100-300)\mu_B$. Возможно, температура блокировки увеличивается в магнитном поле. Этим обусловлено уменьшение дипольной релаксации в магнитном поле при одной и той же температуре.

Модель орбитального стекла и пиннингования орбитальных поляронов объясняет смену знака магнетности с ростом температуры и дает критическую температуру, при которой исчезает магнетность.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ no. 12-02-00125-а.

- [1] С.С. Аплеснин Основы спинтроники. Лань, Санкт-Петербург, 2010.
- [2] Пятаков, А.П., Звездин, А.К., УФН. 182, 593 (2012).
- [3] Gehring, G.A., Ferroelectrics. 161, 275 (1994).
- [4] Catalan, G., Appl. Phys. Lett. 88, 102902 (2006).
- [5] Parish, M.M., Littlewood, P.B., Nature. 426, 162 (2003).

МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ТИПА СИЛЬНЫЙ МАГНЕТИК/ПОЛИМЕР С ШИРОКОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ

Воробьева Н.В.^{1*}, Лачинов А.Н.¹

¹Бакирский Государственный Педагогический Университет, 450000, Уфа, Россия

*e-mail: vnv@anrb.ru

В асимметричной системе Ni/полидифениленфтальд (пленка)/ ферромагнитный металл существует обратимое электронное переключение проводимости, индуцированное внешним магнитным полем [1]. Знак электронного переключения проводимости задается начальным метастабильным состоянием полимерной пленки из полидифениленфтальда (ПДФ). Существует возможность изменять знак магниторезистивных явлений при помощи вариации величины внешнего воздействия и (или) начального электронного состояния полимерного материала. Величина порогового поля для переключения проводимости зависит от начального магнитного состояния ферромагнитного электрода-инжектора.

Явление электронного переключения проводимости в ПДФ имеет характер резонансного туннелирования и происходит при условии совпадения уровня разрешенных состояний электрода-инжектора и узкой зоны когерентного переноса заряда в середине запрещенной зоны в полимерной пленке. Электронное переключение проводимости тесно связано с частичной спиновой поляризацией тока, инжектируемого из ферромагнетика в полимер. Переключение проводимости, управляемое внешним магнитным полем, как правило, происходит в области ближнего парапроцесса, где начинается изменение зонной структуры ферромагнитного электрода. При наличии остаточного барьера на интерфейсе ферромагнетик-полимер в асимметричной структуре возможны небольшие по сравнению с явлением огромного магнитосопротивления магниторезистивные явления туннельного характера, в частности, зависимость сопротивления структуры «ток перпендикулярно плоскости» от направления магнитного поля в плоскости структуры, характерная для туннельного анизотропного магнитосопротивления. Внешнее магнитное поле помогает преодолеть потенциальный барьер для инжекции заряда на интерфейсе ферромагнетик-полимер. Для преодоления потенциального барьера необходима некоторая дополнительная энергия. Тот факт, что экстремум угловой зависимости магнитосопротивления совпадает с направлением магнитной анизотропии [2] указывает на магнитную природу этой добавочной энергии. Дополнительное воздействие, подводящее систему к порогу переключения проводимости может играть роль параметра, управляющего типом эффекта магнитосопротивления.

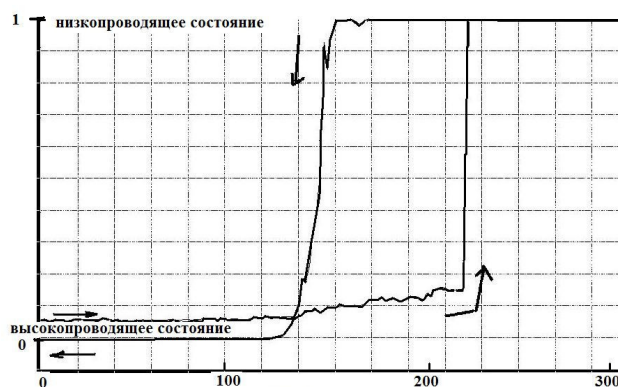


Рис.1. Эффект огромного магнитосопротивления в системе Co/ПДФ/Cu. Изменение внешнего магнитного поля со скоростью 10 мТл/с от 0 до 300 мТл и обратно. Стрелки показывают направление изменения внешнего магнитного поля. Состояние «0» соответствует сопротивлению гетероструктуры ~ 10 Ом, состояние «1» -

Значение порогового внешнего магнитного поля для перехода в низкопроводящее (высокоомное) состояние или обратно в высокопроводящее (низкоомное) состояние для пленки ПДФ на ферромагнитной подложке может быть изменено. Для этого следует изменить начальное состояние ферромагнитного электрода при отсутствии насыщения в конечном состоянии. Это можно сделать даже при комнатной температуре, небольших магнитных полях и малых временах выдержки, так как процессы термомагнитного отжига имеют место при любой температуре выше абсолютного нуля, а существование узкого интервала разрешенных состояний в запрещенной зоне полидифениленфталида делает этот материал сверхчувствительным к очень незначительным изменениям состояния подложки.

В симметричной структуре типа спинового вентиля *current perpendicular plane* (CPP) – «ток перпендикулярно плоскости» получены переключения проводимости, управляемые магнитным полем при ориентации внешнего магнитного поля перпендикулярно или параллельно плоскости структуры [2]. При ориентации поля параллельно плоскости структуры существует выделенное направление для переключения проводимости. Также для симметричной структуры типа спинового вентиля CPP получена угловая зависимость тока (в условиях, когда переключение проводимости не имеет места) от направления магнитного поля типа «диаграмма направленности» в плоскости структуры для толщины полимерной прослойки не менее 800 нм. Это является доказательством возможности спинового транспорта для спин-вентильной структуры с транспортным слоем из полимерного материала с широкой запрещенной зоной. В докладе обсуждается возможная модель спинового транспорта через полимерный слой, теоретически рассчитанная в [6].

На основании представленных в докладе экспериментальных результатов можно сделать заключение, что именно инжекционный механизм обеспечивает эффекты переключения проводимости в структурах типа ферромагнетик/ ПДФ/ неферромагнитный металл. Также установлено, что гигантские магниторезистивные явления не могут объясняться наличием магнитострикционных деформаций ферромагнитного слоя в структуре Ni/ПДФ/Cu. Этот вывод очень важен, так как полимерный слой очень чувствителен к внешнему давлению [3]. Магниторезистивные явления можно объяснить изменением электрохимического потенциала ферромагнетика во внешнем магнитном поле, что приводит к изменению условий инжекции заряда в полимер. Ранее в [4] было предложено использовать зависимость инжекционной способности ферромагнетика от величины электрохимического потенциала в магнитном поле для регистрации цилиндрических магнитных доменов. Кроме того, магнитное поле может влиять на величину потенциального барьера на интерфейсе. Теоретическое обоснование появления дополнительного электрического потенциала в плоскости контакта в постоянном магнитном поле содержится в [5]. Таким образом, огромное магнитосопротивление определяют два процесса: изменение условий для инжекции спина и изменение потенциального барьера на интерфейсе в магнитном поле.

Работа поддержана грантами РФФИ 14-02-01224 а, 14-02-97009 р_поволжье_а.

[1] А.Н. Лачинов, Н.В. Воробьева, А.А. Лачинов, Письма в ЖЭТФ. Т.84. N. 11. С. 720-722 (2006).

[2] А.Н. Лачинов, Н.В. Воробьева, А.А. Лачинов, ФТТ. Т.54. N. 2. С. 400-403 (2012).

[3] А.Н. Лачинов, В.М. Корнилов, Т.Г. Загуренко, А.Ю. Жеребов, ЖЭТФ. Т.129, N. 4. С. 728-734 (2006).

[4] F. Holtzberg, A. Mayadas, W. Thomson, S. von Molnar, US Patent. 3,972,035 by July 27,1976.

[5] S.E. Barnes and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. V. 98. 246601 (2007).

[6] Н.Х. Усеинов. ФТТ. Т. 55 N 3. С. 602-609 (2013).

SPIN-MAGNON CURRENT ACROSS A METAL/INSULATING-FERROMAGNET JUNCTION

I. I. Lyapilin, V.V. Ustinov, M.S. Okorokov

Institute of Metal Physics, Ural Branch, RAS, Yekaterinburg, Russia

e-mail: Lyapilin@imp.uran.

Recently, spin Seebeck effect (SEE), a phenomenon that temperature bias can produce a spin current and associated spin voltage, has been observed in magnetic metals, semiconductors, insulators and even non-magnetic materials with spin-orbit coupling [1-3]. These observations indicate that the SEE is a universal phenomenon in magnetic materials. Besides the SEE, there are several intriguing phenomena in which the interplay of spin and heat plays a crucial role. Of particular interest is the SEE in the insulating magnetic interface. SEE allows heat to generate a pure flow of spin angular momentum, a flow of spins without electron currents. This becomes obvious only after the observation of the SEE through magnetic insulators-metal interface. Insulating ferromagnets (IF) have unique properties is that they are electrically inactive with frozen charge degrees of freedom, but magnetically active due to the spin degrees of freedom of localized spins; low-lying excitation in spin wave (magnon) which carries integer spin angular momentum. The spin flip scattering of conduction electrons through the exchange interaction with the local moments at the interface, creates a magnon excitation in ferromagnet.

The physics of the insulating ferromagnet F is described by the localized moment M , for which the dynamics is modeled by Landau-Lifshitz-Gilbert equation. The relaxation of the magnetization toward its equilibrium orientation is phenomenologically described by the term, which is a viscous damping term, parameterized by the Gilbert damping parameter. These calculations, for the most part involving also a phenomenological collision integral. However, such a semi-phenomenological technique, obviously, cannot give theoretical estimates for the magnitude of kinetic coefficients, their dependence on temperature, magnetic field strength, etc. Answers to these questions can be found only within the microscopic theory that relates the spin relaxation and diffusion with certain mechanisms of the electron scattering.

In this paper we discuss the basic theoretical aspects for spin-magnon current in two layer structure. The left side magnetic interface system is described by the free electrons, with possibly different spin-dependent chemical potentials $\mu_s = \mu^\uparrow - \mu^\downarrow$ induced by spin accumulation [4]. The right side is an insulating ferromagnet that can be described by a Heisenberg lattice. The interfacial electron-magnon interaction is described by the s-d exchange coupling [5]. This interaction describes the magnon emission process associated with scattering of a spin up (\uparrow) electron to a spin down (\downarrow), as the reversal process then a spin-down electron near the interface absorbs a magnon and excites to a spin up state with spin-flip.

The non-equilibrium electron spin-subsystem were described the spin temperature $T_s = \beta_s^{-1}$. Magnetic moments localized subsystem characterized by a temperature $T_m = \beta_m^{-1}$. Non-equilibrium lattice system (phonons) by temperature $T_L = \beta_L^{-1}$, and the thermostat corresponds an equilibrium temperature T . The linear response of a non-equilibrium system is a function of the equilibrium parameters. To find these parameters on the hydrodynamic stage of evolution need to make macroscopic balance equations, which in this case will have a sense of the laws of conservation of energy and particle number. For this goals we apply the non-equilibrium statistical operator (NSO) method [6]. Due to this method both the spin relaxation time and the components of the spin

diffusion of the conduction electrons can be computed by using temporal integration of mechanisms of the electron-lattice interaction.

Using the basic operators for the particle number density $n(x) = n_{\uparrow}(x) + n_{\downarrow}(x)$ the spin current expression as the sum of two terms were obtained :

$$J^s(x) = (1/2)\{\dot{n}^{\uparrow}(x) - \dot{n}^{\downarrow}(x)\} = -\nabla J_I^s(x) + \dot{J}_{e(l)}^s(x); \quad \dot{n}^{\alpha}(x) = (i\hbar)^{-1}[n^{\alpha}(x), H_{sd}],$$

$$J_I^s(x) = (I_{n_{\uparrow}}(x) - I_{n_{\downarrow}}(x)) / 2, \quad \dot{J}_{e(m)}^s(x) = (\dot{n}_{e(m)}^{\uparrow}(x) - \dot{n}_{e(m)}^{\downarrow}(x)) / 2.$$

Collision-less $J_I^s(x)$ caused streams of particles with different spin orientations and collision $\dot{J}_{e(l)}^s(x)$, which is associated with the electron spin-flip scattering.

To construct macroscopic equation for the spin-magnon current, we should use the following scheme developed in the NSO method for the case of a small deviation of the system from the Gibbs equilibrium [6]. The nonequilibrium statistical operator $\rho(t,0)$ in the linear approximation in the deviation from equilibrium takes the form

$$\rho(t,0) = \rho_q(t) + \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\tau t_1} \int_0^1 d\tau \rho_0^{\tau} \dot{S}(t+t_1, t_1) \rho_0^{(1-\tau)}.$$

Here where $\rho_q(t) = \exp\{-S(t)\}$ is the quasi-equilibrium statistical operator.

$\dot{S}(t) = (i\hbar)^{-1}[S(t), H]$ is the entropy production operator .

Using the expression for the spin current operator find the entropy production operator. Further an explicit expression for the non-equilibrium operator (NSO) is funded. Averaging him microscopic equation for the current macroscopic obtain its. Limited spatially homogeneous and stationary case, we obtain

$$\langle J^{sm}(x) \rangle = (\beta_m - \beta_s) L_{mm(s)}^{zz} + (\beta_m - \beta_l) L_{mm(l)}^{zz} + (\beta_m - \beta) L_{mm(T)}^{zz} = 0,$$

where the correlation function $L_{mm(i)}^{zz}$ determine the energy transfer channels $m \rightarrow i$

$$L_{mm(i)}^{\alpha\alpha} = \int_{-\infty}^0 dt e^{\tau t} (\dot{n}_{m(i)}^{\alpha}; \dot{n}_{m(i)}^{\alpha}(t)), \quad i = s, l, T$$

and $(A;B) = \int_0^1 d\tau Sp\{A \rho_0^{\tau} \Delta B \rho_0^{1-\tau}\}$; ρ_0 is the equilibrium statistical operator.

It is shown that a spin-magnon current is nonzero contribution of different scattering mechanisms implemented if the temperature subsystems (electron spin, the magnon and phonon) are different. The spin-magnon current, implemented at the interface metal / magnetic insulator responsible for the spin Seebeck effect is proportional to the spin accumulation and depends on the electron density.

[1] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, et.all., Nature V. **455**, P.778-782 (2008).

[2] C.M. Jaworski, J. Yang, S. Mask, et.all., Phys. Rev.Lett V. **106**, P. 186601-186606 (2011).

[3] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, et.all., Nat. Mater. V. **9**, P. 894-898 (2010) .

[4] S. Maekawa, H. Adachi, K. Uchida, J. Phys. Soc. Japan V. **82** P. 102002- 102010 (2013).

[5] S. Maekawa, S.O. Valenzuela, E. Saitoh, T. Kimura. Spin Current, (Oxford University press, 2012).

[6] H.M. Bikkin, I.I. Lyapilin, Non-equilibrium thermodynamics and physical kinetics. (De Gruyter 2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ МАГНИТОУПРУГОЙ ДИНАМИКИ В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО НАМАГНИЧЕННОМ ФЕРРИТОВОМ СЛОЕ

Власов В.С.^{1*}, Плешев Д.А.², Северин П.А.¹, Иванов А.П.¹, Котов Л.Н.¹, Щеглов В.И.³, Шавров В.Г.³

¹*Сыктывкарский государственный университет, 167001, Сыктывкар, Россия*

²*Сыктывкарский лесной институт, 167000, Сыктывкар, Россия*

³*Институт радиотехники и электроники РАН, 125009, Москва, Россия*

**e-mail: vlasovv78@mail.ru*

В геометрии нормально намагниченной плоскопараллельной пластины, обладающей магнитоупругими свойствами, получены уравнения движения для намагниченности и упругого смещения. Рассмотрена нелинейная динамика магнитоупругих колебаний при возбуждении пластины переменным магнитным полем ориентированном в плоскости пластины. Также рассмотрен случай ориентационного перехода от направления, антипараллельного постоянному полю, через плоскость пластины к направлению, ему параллельному. Система уравнений движения для намагниченности и упругого смещения решалась численно методом Рунге-Кутты [1].

Были построены резонансные поверхности магнитных и упругих колебаний при разных амплитудах переменного поля и варьировании материальных параметров пластины. С помощью алгоритма имитации «отжига» проведен поиск значений материальных параметров и внешних полей, соответствующих максимуму упругого смещения для нескольких значений толщины пластины. Был обнаружен режим возбуждения гиперзвука, при котором амплитуда возбуждаемых упругих колебаний превышает полученную в работе [1] более чем на 2 порядка.

Показано, что при достаточной амплитуде возбуждения и значении константы магнитоупругого взаимодействия превышающей критическую величину, в системе возможно возбуждение периодических автоколебаний, частота которых значительно ниже частоты возбуждения. Выявлены два механизма автоколебаний: переориентационный и расстройный. Показано, что переориентационный механизм имеет место тогда, когда частоты магнитного и упругого резонансов системы совпадают с частотой возбуждения, а расстройный механизм имеет место тогда, когда все эти частоты значительно различаются. В обоих случаях автоколебания возникают пороговым образом, причем порог переориентационного механизма значительно (как минимум на порядок) выше, чем порог расстройного. Переориентационный механизм объяснен на основе релаксационного установления намагниченности и упругого смещения, а расстройный – на основе периодической перекачки энергии из магнитной системы в упругую и обратно.

Построена упрощенная модель системы, содержащая два связанных осциллятора, один из которых является нелинейным, а другой – линейным, причем связь между осцилляторами имеет нелинейный характер. Показана возможность возбуждения в такой системе двух видов автоколебаний – синхронного и асинхронного, при первом из которых частота колебаний равна частоте возбуждения, а амплитуда меняется через одно колебание, принимая два значения – большое и малое, а при втором амплитуда периодически меняется плавным близким к синусоидальному образом, причем период модуляции амплитуды значительно превышает период возбуждения. Исследованы частотные характеристики колебаний

асинхронного вида. Выявлены четыре различных режима, соответствующие различным положениям частоты возбуждения относительно частот двух осцилляторов. Из этих режимов три являются автоколебательными: навязанный, стохастический и регулярный.

В случае ориентационного перехода от направления, антипараллельного постоянному полю, через плоскость пластины к направлению, ему параллельному, изменение ориентации вектора намагниченности сопровождается его прецессией вокруг направления поля. При этом до прохождения вектора намагниченности через плоскость пластины частота прецессии определяется суммой приложенного поля и поля размагничивания, а после прохождения через плоскость – их разностью. Изменение ориентации намагниченности, благодаря магнитострикции, вызывает возбуждение интенсивных гиперзвуковых упругих колебаний, частота которых соответствует частоте прецессии вектора намагниченности в перемагничивающем поле. Амплитуда упругих колебаний при ориентации вектора намагниченности вдали от плоскости пластины пропорциональна амплитуде прецессии, а при прохождении намагниченности через эту плоскость равна нулю. Поворот вектора намагниченности, а с ним и развитие упругих колебаний, начинается не сразу в момент переключения поля, а с задержкой во времени, связанной прямой зависимостью со временем релаксации магнитных колебаний и обратной с величиной начального отклонения вектора намагниченности от направления поля. При достаточно малом параметре затухания упругих колебаний их развитие во времени также может происходить с задержкой относительно развития магнитных, определяемой их временем релаксации. Спадание во времени как магнитных, так и упругих колебаний, происходящих после окончания переключения поля, происходит с затягиванием, обусловленным убыванием силы, поворачивающей вектор намагниченности к направлению поля по мере уменьшения угла между ними.

Для интерпретации наблюдаемых явлений предложены две модели: эмпирическая, описывающая развитие магнитных и упругих колебаний на основе приближения экспонентами, а также векторная, в основе которой лежит механизм квазистатического вращения вектора намагниченности относительно направления поля. Точность экспоненциального приближения огибающих амплитуды при изменении во времени магнитных и упругих колебаний составляет единицы процентов. Модель вращения до прохождения вектора намагниченности через плоскость описывает нарастание амплитуды колебаний также с высокой степенью точности, а после прохождения несколько отстает от наблюдаемого спада амплитуды. Время отставания соответствует времени релаксации магнитных колебаний и обусловлено динамикой приближения вектора намагниченности к положению равновесия [2]. При использовании железиттриевого граната амплитуда возбуждаемых гиперзвуковых упругих колебаний в диапазоне СВЧ может достигать 10^{-9} см, что превышает уровень, соответствующий их традиционному нелинейному возбуждению, более чем вдвое, а уровень линейного возбуждения более чем на три-четыре порядка [1].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (номер гранта 12-02-01035-а).

[1] В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов, Радиотехника и Электроника. Т.54, №7. С. 863-874 (2009).

[2] В.С. Власов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов, Радиотехника и Электроника. Т.59, №6. С. 572-586 (2014).

МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКОЙ ПЛЕНКИ $GdMnO_3$ НА ПОДЛОЖКЕ $SrTiO_3$

Р.М. Еремина^{1,2}, Т.П. Гаврилова¹, И.И. Фазлижанов¹, И.В. Яцык^{1,2*}, Д.В. Мамедов²,
В.И. Чичков³, Н.В. Андреев³

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, 420029, Казань, Россия

² Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420018, Казань, Россия

³ Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», 119049, Москва, Россия

* e-mail: i.yatzyk@gmail.com

На границе раздела между диэлектриками $LaAlO_3/SrTiO_3$ при температуре 0.2 К наблюдался переход в сверхпроводящее состояние, которые авторы связывают с образованием слоя двумерной электронной жидкости (2-DEL) в интерфейсе [1,2]. В литературе широко обсуждается происхождение этой двумерной жидкости, предполагается, что основную роль играют дефекты, такие как дефицит кислорода, в $SrTiO_3$, в то время, как решетка $LaAlO_3$ считается идеальной. В работе [3] исследовали зависимость сопротивления от магнитного поля для $LaAlO_3/SrTiO_3$. В данной зависимости наблюдаются осцилляции, которые авторы также связывают с образованием 2D электронного газа на границе раздела.

В данной работе были проведены исследования тонкой пленки $GdMnO_3$, толщиной около 100 нм, нанесенной на монокристаллическую подложку виртуального сегнетоэлектрика $SrTiO_3$ ($GdMnO_3/SrTiO_3$). Образцы получены методом магнетронного распыления. Спектры

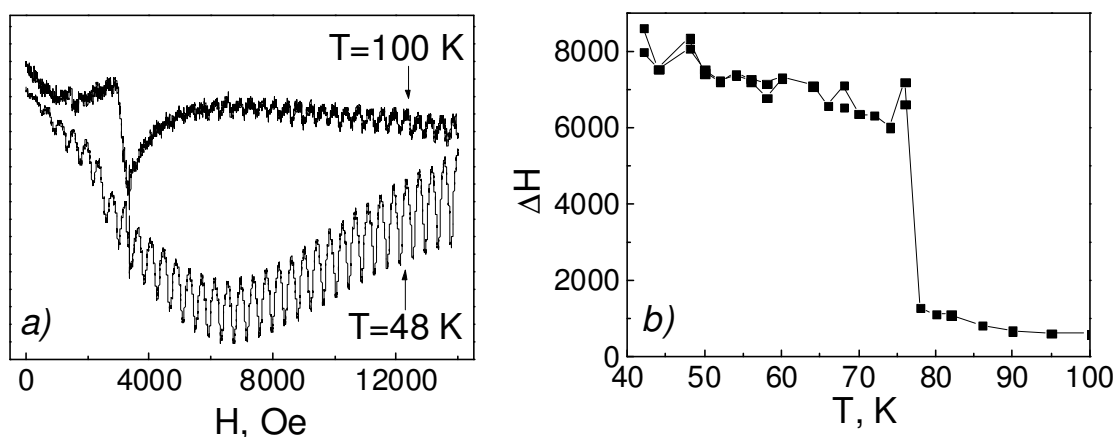


Рис. 1. $GdMnO_3/SrTiO_3$: a) вид спектра ЭПР. b) Температурная зависимость ширины линии ЭПР от $GdMnO_3$ при $\nu=9.4$ ГГц

ЭПР были получены на спектрометре Bruker EMX на частоте 9.4 ГГц в температурном диапазоне от 5 К до 300 К. Также на образец были нанесены серебряные обкладки, проведены измерения температурной зависимости емкости полученного конденсатора в температурном диапазоне от 20 К до 100 К с помощью прибора E7-21.

В спектре магнитного резонанса кроме обменно суженной линии ЭПР от $GdMnO_3$ наблюдались осцилляции поглощения СВЧ - мощности в интервале температур от 40 до 100 К (рис. 1а). Амплитуда осцилляций увеличивается с ростом внешнего магнитного поля

или при понижении температуры. Возможно, данное поведение связано с формированием 2D-электронного газа в интерфейсе, а данный эффект связан с размерным резонансом, наблюдающимся для тонких металлических пластин [4]. Был обнаружен аномальный скачок в температурной зависимости ширины линии ЭПР (рис. 1б). Мы предположили, что такое поведение магнитных и электрических свойств $\text{GdMnO}_3/\text{SrTiO}_3$ при $T=80$ К связано со структурным фазовым переходом в GdMnO_3 . Поскольку минимальное значение ширины линии ЭПР в орторомбическом монокристаллическом GdMnO_3 2700 Э и в гексагональной керамической YbMnO_3 составляет около 800 Э, то, скорее всего, наблюдается структурный переход для GdMnO_3 в $\text{GdMnO}_3/\text{SrTiO}_3$.

Для данного образца были проведены измерения емкости (рис. 2). При понижении температуры от 120 К до 40 К емкость образца возрастала. Ниже 38 К емкость упала до начального уровня ($C_0=3.9$ пФ). При дальнейшем нагревании от 40 до 60 К наблюдалось резкое увеличение емкости.

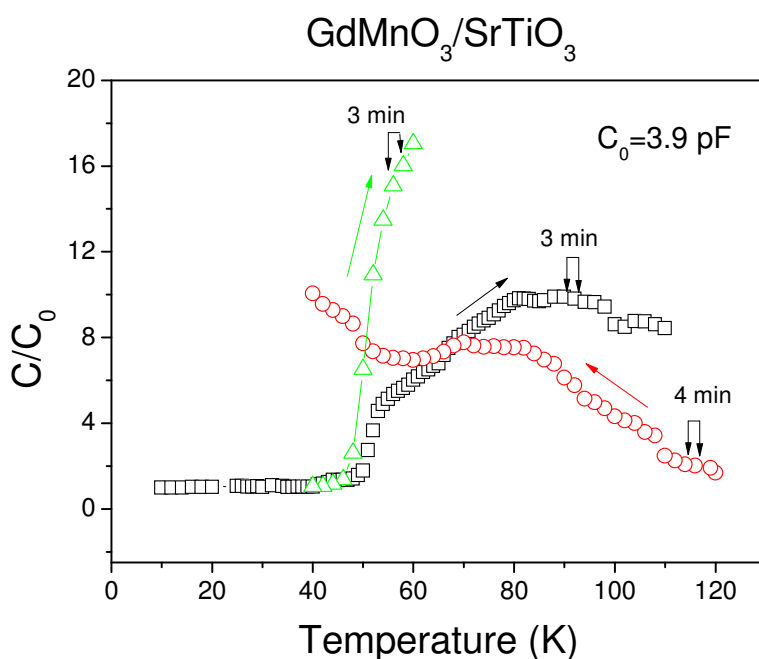


Рис. 2. Температурная зависимость емкости $\text{GdMnO}_3/\text{SrTiO}_3$. Стрелками указано направление изменения температуры. Кругами – обозначены величины емкости, полученные при уменьшении температуры. Треугольниками обозначены значения емкости, полученные при повышении температуры. Квадраты – полученные значения емкости при повышении температуры от 10К. Значения емкости фиксировались через 3-4 минуты после установления температуры

Исследование проведено при частичной финансовой поддержке РФФИ, научный проект № 13-02-97120.

[1]. A. Ohtomo & H.Y. Hwang, Nature – v. 427 – p. 423 – 2004

[2]. M.P. Warusawithana, C. Richter, J.A. Mundy, et al. Nature Communications **4**, Article number: 2351 (2013).

[3] N. Reyren *et al.*, Science – v. 317 – p. 1196 – 2007

[4] Э.А. Канер, В.Ф. Гантмахер, УФН – т. 94 – с. 193-241 – 1968

СКВИД-МАГНИТОМЕТР: КОНСТРУКЦИЯ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА

Великанов Д. А.^{1,2}

¹*Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,
660036, Красноярск, Россия*

²*Сибирский государственный университет, 660041, Красноярск, Россия
e-mail: dpona1@gmail.com*

Интенсивное развитие СКВИД-магнитометрии, в основе которой лежат эффекты слабой сверхпроводимости в сверхпроводящих квантовых интерференционных устройствах (СКВИДах) [1], прежде всего, связано с рекордно высокой чувствительностью метода, достигающей $5 \cdot 10^{-33}$ Дж/Гц (чувствительность по магнитному полю $\sim 10^{-14}$ Тл, по магнитному моменту $\sim 10^{-8}$ Гс·см³). Наибольшие преимущества метода проявляются при измерениях в слабых магнитных полях.

В СКВИД-магнитометре в качестве чувствительного элемента применён интегральный СКВИД постоянного тока (ПТ). Сигнал от исследуемого образца к СКВИДу передаётся посредством короткозамкнутого сверхпроводящего трансформатора магнитного потока, имеющего две приёмные катушки, включённые градиентометрически, и входную катушку СКВИДа. СКВИД через согласующий LC-контур, а также катушка модуляции и обратной связи подключены к электронному блоку, в котором производится усиление и обработка полезного сигнала. Криогенная часть состоит из азотного и гелиевого сосудов Дьюара, системы откачных и газовых коммуникаций и криогенной вставки [2]. Намагничивающее поле создаётся сверхпроводящим соленоидом, работающим в режиме короткого замыкания. Соленоид и трансформатор потока снабжены тепловыми ключами. Источник тока, питающий соленоид, откалиброван так, чтобы на его цифровом индикаторе отображались значения поля в эрстедах. Температура образца регулируется с помощью бифилярного нагревателя. Контроль осуществляется дифференциальной термопарой Au/0.07% Fe–Cu, термоЭДС усиливается и линеаризуется. Магнитометр укомплектован оптической приставкой, позволяющей регистрировать изменения намагничённости при световом воздействии [3]. Основные параметры СКВИД-магнитометра приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры СКВИД-магнитометра

Динамический диапазон	$2 \cdot 10^{-8} \div 5 \cdot 10^{-2}$ Гс·см ³
Магнитное поле	$0 \div \pm 1500$ Э
Температура образца	$4.2 \div 370$ К
Мощность оптического излучения	$0 \div 0.1$ Вт/см ²
Объём гелиевой ванны	1.2 л

Для обслуживания ПТ СКВИДа была разработана электрическая схема, основные функциональные узлы которой представлены на рис. 1. Предотвратить насыщение и увеличить динамический диапазон СКВИД-магнитометра в сторону верхнего предела удаётся, если ввести в схему прибора специально разработанное устройство расширения динамического

диапазона магнитометра (РДДМ) [4]. Функциональная схема устройства РДДМ представлена на рис. 2. В состав устройства входят двухпороговый регенераторный компаратор 1 [5], источник опорного напряжения 2, генератор одиночных импульсов 3 и электронный ключ 4.

Устройство РДДМ осуществляет мониторинг напряжения на выходе интегратора 5. Как

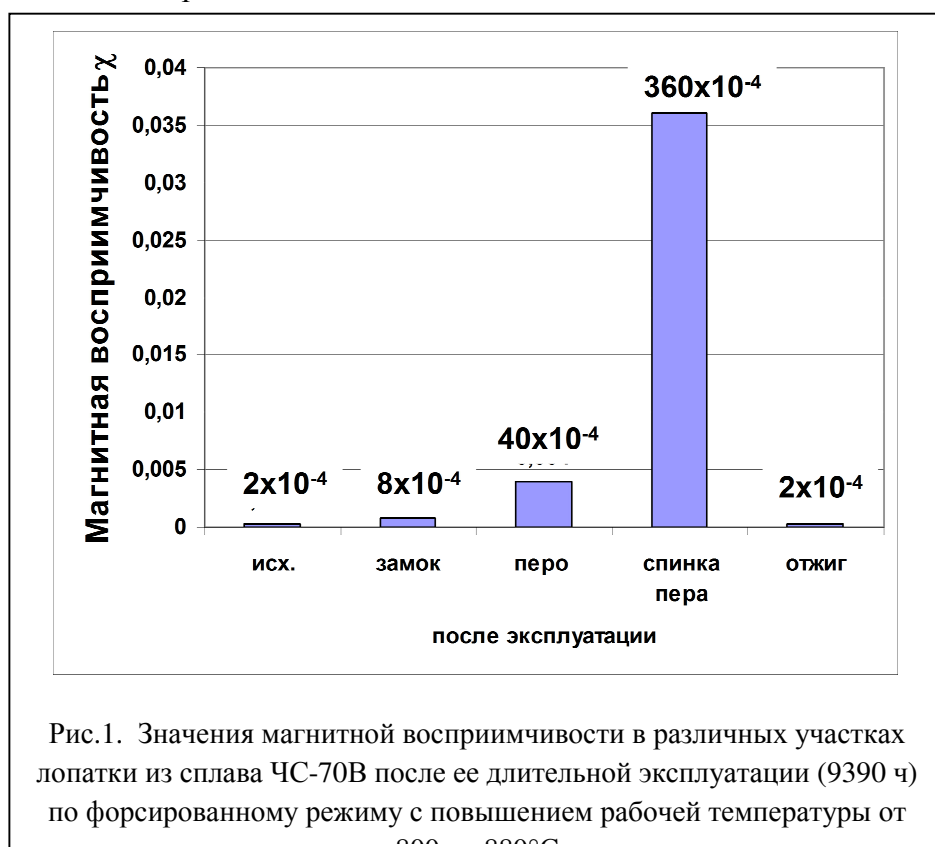
МЕТОДЫ ЛОКАЛЬНОГО МАГНИТНОГО КОНТРОЛЯ ФАЗОВОГО СОСТАВА И СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ЖАРОПРОЧНЫХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ НИКЕЛЯ И КОБАЛЬТА

Ригмант М.Б. *, Степанова Н.Н., Казанцева Н.В., Шишкин Д.А., Романов Е.П., Корх М.К.

Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия

**e-mail: Rigmant@bk.ru*

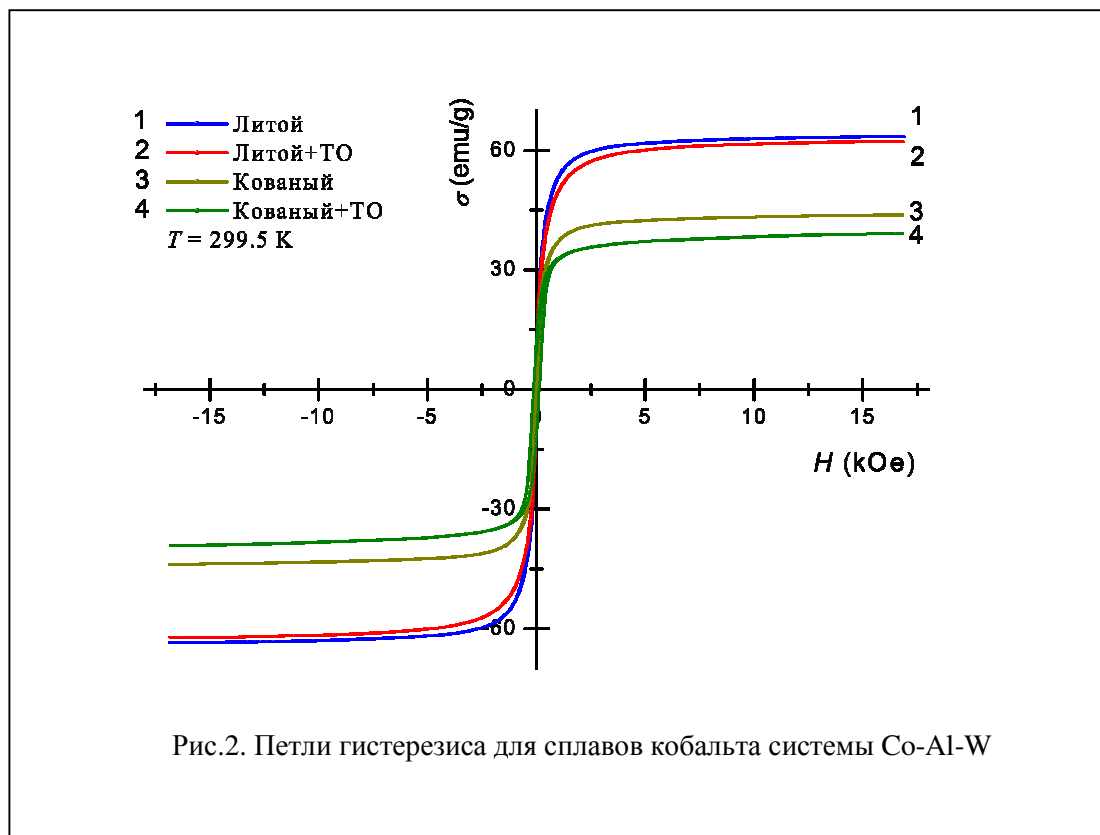
Сплавы на основе никеля и кобальта находят все большее применение при изготовлении ответственных деталей и механизмов, которые работают в экстремальных условиях (при больших механических нагрузках и повышенных температурах). При этом материал изделий может подвергаться упруго-пластическим деформациям, которые приводят к изменению структурного состояния, фазового состава и прочностных характеристик, а также появлению и развитию трещин, ведущих к разрушению самих изделий. Для повышения безопасности и надежности эксплуатации сложного, дорогостоящего оборудования на основе жаропрочных сплавов никеля и сплавов кобальта в Институте физики металлов Уральского Отделения РАН на протяжении большого времени разрабатываются и успешно внедряются в производство методы и средства неразрушающего контроля. Для изделий из сталей и сплавов на основе металлов из группы железа хорошо зарекомендовали себя магнитные методы контроля.



Так, сплавы на основе Ni, содержащие упрочняющий интерметаллид Ni_3Al , являются в рабочем состоянии типичными парамагнетиками с магнитной проницаемостью μ меньше значения 1,001 (магнитной восприимчивостью $\chi = \mu - 1$ менее 0,001). Однако при экстремальных нагрузениях и высоких температурах в парамагнитной матрице основного материала возникают нано- и микрообласти

с ярко выраженными ферромагнитными свойствами, при этом магнитная восприимчивость χ увеличивается скачкообразно на два-три порядка (рис.1.). Поскольку именно в местах резкого увеличения χ происходит зарождение и развитие трещин, локальные магнитные

методы находят свое успешное применение для ранней диагностики выявления мест их возможного зарождения. Авторами исследованы никелевые сплавы с различным содержанием интерметаллидной фазы от 9 до 100%. Во всех случаях наблюдается данный эффект [1-3].



Сплавы на основе кобальта, имеют кубоидную структуру, схожую со структурой никелевых сплавов, в которых упрочнение происходит за счет выделения интерметаллидной фазы (в данном случае Co_3Al вместо Ni_3Al). Кобальтовые сплавы обладают ферромагнитными свойствами и сохраняют их при нагреве до высоких температур, что позволяет использовать их как высокопрочный материал жаропрочный материал, например, для современных магнитопроводов с повышенными прочностными свойствами. Одной из проблем получения таких материалов является неоднородное распределение вольфрама в сплаве в литом состоянии. Для повышения однородности сплава и улучшения эксплуатационных механических свойств литых сплавов были проведены операцииковки и термообработки (1250°C , 5 ч). Из рис. 2 видно, что послековки и термообработки материал сплава остается в ферромагнитном состоянии с относительной потерей не более 25% от величины намагниченности насыщения литого сплава. Он не теряет своих эксплуатационных свойств в качестве высокопрочного материала для магнитопроводов при существенном улучшении упруго-пластических свойств и повышении стабильности структуры и фазового состава по отношению к высокой температуре.

Работа выполнена по бюджетной теме ИФМ УрО РАН «Структура» с частичной поддержкой гранта РФФИ № 14-08-00108.

[1] Н.В. Казанцева, Н.Н. Степанова и М.Б. Ригмант. Деформация и разрушение материалов. № 9. С. 33-38 (2009).

[2] Н.Н. Степанова, Д.И. Давыдов и М.Б. Ригмант. Физика металлов и металловедение. Т. 112, Вып.3. С. 328-336 (2011).

[3] Н.В. Казанцева, В.П. Пилюгин и М.Б. Ригмант. Письма о материалах. Т.3. С.16-19 (2013).

ЭФФЕКТИВНОСТЬ МАГНИТНЫХ ЭКРАНОВ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРООСАЖДЕННЫХ НАНОПОКРЫТИЙ

**С. С. Муравьев-Смирнов^{1*}, К. Ф. Власик¹, С. С. Грабчиков², В. М. Грачев¹,
В. В. Дмитренко¹, П. В. Ньют¹, С. Е. Улин¹, З. М. Утешев¹, Челедюк А.В.²**

¹ Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409, Москва, Россия

² НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, 220072, Минск, Беларусь

*e-mail: SSMuravyevsmirnov@mephi.ru

Применение защитных материалов и покрытий для снижения взаимного влияния электромагнитного излучения, улучшения магнитной совместимости различных приборов является актуальной задачей на современном этапе развития техники. В настоящее время для экранирования магнитных полей используются кристаллические сплавы пермаллового класса. Основным недостатком таких материалов является низкая магнитная проницаемость и чувствительность к внешним деформациям, что приводит к деградации экранирующих свойств.

Наиболее перспективными являются многослойные пленочные экраны (МПЭ), полученные методом электролитического осаждения [1]. Данная технология [2] позволяет в едином технологическом цикле формировать МПЭ (рис.1), содержащие чередующиеся слои материалов с высокой магнитной проницаемостью и слои материалов с высокой электрической проводимостью. Для получения магнитных слоев с высокой магнитной проницаемостью использовались сплавы на основе системы $Ni-Fe$, содержащие 20-22 ат.% Fe , остальное – Ni . Для формирования слоев с высокой удельной электропроводностью использовалась Cu .

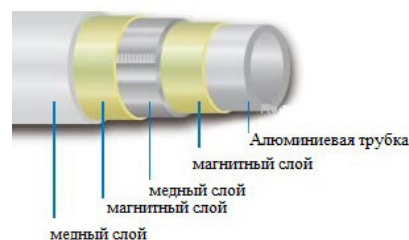


Рис.1. Схема МПЭ.

Следует отметить важные достоинства метода электролитического осаждения: возможность формирования экранов на заданных, локальных участках заготовки, на изделиях сложной геометрической формы или с малыми линейными размерами.

В данной работе приведены результаты исследований эффективности экранирования МПЭ при работе в постоянных магнитных полях. Было испытано четыре образца магнитных экранов, характеристики которых представлены в таблице 1. Три экрана имели многослойное пленочное покрытие, а один имел покрытие из 100 мкм пермаллоевой фольги сопоставимой толщины.

Таблица 1. Характеристики экранов

Экран	Толщина слоя, мкм		Число слоев	
	ферромагнитный	медный	ферромагнитный	медный
№ 1	150	5	3	2
№ 3	45		10	9
№ 5	10		45	44
Пермаллой	100	нет	5	нет

Количественно эффективность экранирования оценивалась с помощью отношения $\mathcal{E} = B_0 / B$, где B_0 – магнитная индукция в защищаемой области пространства при отсутствии экрана, B – магнитная индукция при его наличии. В области малых магнитных полей ($0,1 \div 0,2 \text{ мТл}$) значения эффективности экранирования для МПЭ составляют $\mathcal{E} = 8 \div 10$, в области более высоких магнитных полей ($1,5 \div 2,5 \text{ мТл}$) величина экранирования достигает значений $\mathcal{E} = 80 \div 100$. Наилучшей эффективностью экранирования обладает МПЭ с наибольшим количеством слоев (экран № 3). Эквивалентный по толщине экран из пермаллоя показал в $3 \div 15$ раз более низкую эффективность экранирования, чем МПЭ.

Учитывая, что метод электролитического осаждения позволяет формировать экраны сложной геометрической формы и с различным количеством слоев, они будут востребованы как при проведении фундаментальных исследований [3], так и во многих устройствах прикладного назначения.

[1] С.С. Муравьев-Смирнов, С.С. Грабчиков, В.В. Дмитренко и др. Многослойные магнитные экраны на основе пленочных наноструктур. // Машиностроение и инженерное образование. № 4. С. 24-29 (2011)

[2] Грабчиков С.С., Сосновская Л.Б., Шарапа Т.Е. Многослойный электромагнитный экран // Патент РФ № 11843 от 28.01.2009

[3] А. Г. Батищев, А. М. Гальпер, В. В. Дмитренко и др. // Ядерная физика и инжиниринг, том 3, № 5, с. 445–452 (2012)

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ ЛАНГАСИТОВ ПРИ НОРМАЛЬНОМ И ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

**И.С. Любутин¹, А.Г. Гаврилюк¹, С.С. Старчиков, П.Г. Наумов¹, С.А. Пикин¹,
Ю.А. Давыдова¹, К.В. Фролов¹, Б.В. Милль²**

¹ Институт кристаллографии РАН, 119333 Москва

² Московский Государственный университет, физ-фак, 119991, Москва

Родоначальником семейства лангаситов является кристалл $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$, который вызывал большой научный и практический интерес исследователей из-за высоких параметров пьезоэлектрических, акустооптических и лазерных свойств [1,2]. В последнее время привлекают внимание соединения этого типа, содержащие магнитные катионы. Сосуществование электрического и магнитного параметров порядка в таких системах может привести к созданию новых мультиферроиков.

В данной работе сообщается о синтезе и исследовании серии новых кристаллов со структурой типа лангасита, содержащих парамагнитные ионы железа $\text{A}_3\text{MFe}_3\text{X}_2\text{O}_{14}$ ($\text{A} = \text{Ba}, \text{Sr}; \text{M} = \text{Sb}, \text{Nb}, \text{Ta}; \text{X} = \text{Si}, \text{Ge}$). На Рис.1 показан пример кристаллической структуры соединения из этой серии $\text{Ba}_3\text{TaFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$.

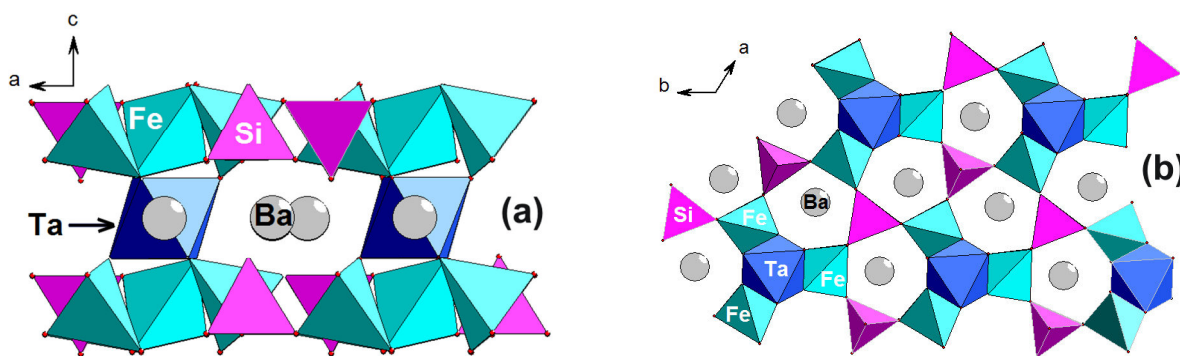


Рис. 1. Тригональная структура $\text{Ba}_3\text{TaFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ в проекции вдоль оси c (a) и в плоскости a - b (b). Видны треугольные кластеры, образованные полиэдрами железа в проекции a - b (b).

Методом ^{57}Fe -мессбауэровской спектроскопии в температурном диапазоне 4.2 - 300 К исследованы структурные и магнитные свойства пяти соединений этой серии. В области низких температур (см. Рис. 2) обнаружен дальний магнитный порядок во всех соединениях с точкой Нееля T_N в области 27-37 К [3,4]. В некоторых соединениях при магнитном переходе обнаружено расщепление позиций железа на две магнитные подрешетки. Появление неэквивалентных позиций ионов Fe^{3+} связывается со структурным $P321 \rightarrow P3$ переходом, который индуцирован магнитным упорядочением. При таком переходе наличие полярной оси третьего порядка создаёт условия для сегнетоэлектрического состояния, и такие соединения могут рассматриваться как магнитно-индуцированные мультиферроики [5].

Установлено, что магнитные моменты двух подрешеток Fe^{3+} в таких кристаллах ориентированы под разными углами к локальной оси кристалла со средним значением $\sim 45^\circ$. При температурах между 4.2 и 25 К спины железа в двух подрешетках вращаются в разных направлениях, что связано с особенностями геликоидальной магнитной структуры [5,6].

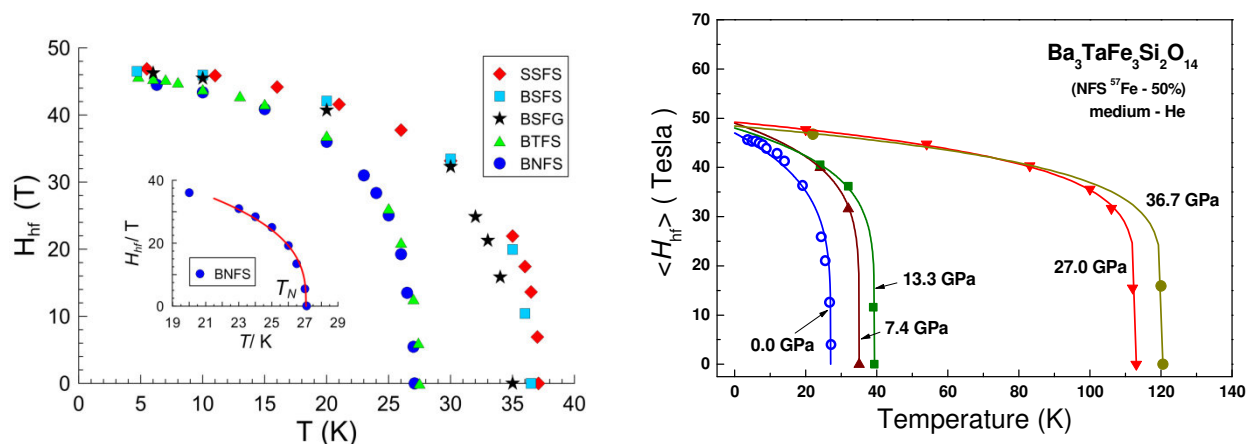


Рис. 2. Температурная зависимость магнитных сверхтонких полей на ядрах Fe при нормальном давлении в соединениях $\text{Ba}_3\text{SbFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ (BSFS), $\text{Ba}_3\text{SbFe}_3\text{Ge}_2\text{O}_{14}$ (BSFG), $\text{Ba}_3\text{NbFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ (BNFS), $\text{Ba}_3\text{TaFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ (BTFS) и $\text{Sr}_3\text{SbFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ (SSFS). Сплошная кривая на вставке показывает пример аппроксимации экспериментальных данных для $\text{Ba}_3\text{NbFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ уравнением критических индексов.

Рис. 3. Температурная зависимость магнитных полей на ядрах Fe при нормальном и высоком давлении в $\text{Ba}_3\text{TaFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$. При давлении $P > 20$ ГПа обнаружен структурный и магнитный переход с ростом T_N от 30 до 120 К.

Структурные и магнитные свойства кристалла $\text{Ba}_3\text{TaFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ были исследованы при высоких гидростатических давлениях до 70 ГПа (в камерах с алмазными наковальнями) и низких температурах с помощью рамановской спектроскопии, а также синхротронными методами рентгеновской дифракции и мессбауэровской спектроскопии [7]. При давлении ~ 19.5 ГПа обнаружен переход в новое магнитное состояние с колоссальным ростом температуры Нееля от 27 до 120 К (в четыре раза!). Как следует из резкого изменения рамановских и рентгеновских спектров, этот магнитный переход сопровождается структурным переходом. Построена магнитная P - T фазовая диаграмма кристалл $\text{Ba}_3\text{TaFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 14-02-00483а и Программы ОФН РАН «Сильно коррелированные электронные системы».

- [1] B.V. Mill, E.L. Belokoneva, and T. Fukuda, Russian J. Inorg. Chem. , 1998. **43**: p. 1168.
- [2] B.V. Mill, and Y.V. Pisarevsky. in 2000 IEEE/EIA Intern. Frequency Control Symposium. (2000) Kansas City, MO.
- [3] I.S. Lyubutin, P.G. Naumov, and B.V. Mill', "Magnetic Transition and Spin Rotation in a New Multiferroic $\text{Ba}_3\text{TaFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ observed by the Mössbauer Spectroscopy", Euro Phys. Lett. **90** (2010) 67005.
- [4] I.S. Lyubutin, P.G. Naumov, B.V. Mill', K.V. Frolov, and E.I. Demikhov, "Structural and Magnetic Properties of the Iron containing Langasite Family $\text{A}_3\text{MFe}_3\text{X}_2\text{O}_{14}$ (A = Ba, Sr; M = Sb, Nb, Ta; X = Si, Ge) observed by Mössbauer Spectroscopy", Phys. Rev. B **84** (2011) 214425 (1-7).
- [5] S.A. Pikin and I.S. Lyubutin, "Phenomenological model of multiferroic properties in the langasite-type crystals with a triangle magnetic lattice", Phys. Rev. B, **86** (2012) 064414 (7 pages).
- [6] I S Lyubutin and S A Pikin "Coexistence of spiral magnetic state and weak ferromagnetism in a multiferroic, cross-controlled by external magnetic and electric fields", J. Phys.: Cond. Matter **25** (2013) 236001 (8pp)
- [7] A.G. Gavriluk, I.S. Lyubutin, S.S. Starchikov, A.A. Mironovich, S.G. Ovchinnikov, I.A. Trojan, Y. Xiao, P. Chow, S.V. Sinogeikin, V.V. Struzhkin. "The magnetic P-T phase diagram of langasite $\text{Ba}_3\text{TaFe}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ at high hydrostatic pressures up to 38 GPa", Appl. Phys. Lett. **103** (2013) 162402.

ЛИНЕЙНЫЙ ДИХРОИЗМ И МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СПИРАЛЬНОМ МАГНЕТИКЕ CuV_2O_4

Болдырев К.Н.^{1*}, Попова М.Н.¹, Писарев Р.В.², Безматерных Л.Н.³

¹ *Институт спектроскопии РАН, 142190, Троицк, Москва, Россия*

² *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 199034, Санкт-Петербург, Россия*

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

*e-mail: kn.boldyrev@gmail.com

Метаборат меди CuV_2O_4 обладает сложной кристаллической структурой (пространственная группа симметрии $I42d$, $Z = 12$) с двумя различными позициями ($4b$ и $8d$ с симметрией S_4 и C_2) для магнитного иона Cu^{2+} ($S = 1/2$). В обеих позициях медь квадратно координирована, как и в высокотемпературных сверхпроводниках. Две магнитные подсистемы меди, $4b$ и $8d$, упорядочиваются отдельно, при $T_N = 21$ К и $T^* = 8.5$ К, соответственно. Конкуренция различных внутри- и межподсистемных обменных взаимодействий и геометрическая фрустрация обменов приводят к сложной фазовой диаграмме CuV_2O_4 с различными магнитными структурами и многочисленными спонтанными и индуцированными полем фазовыми переходами, понимание природы которых далеко не полно. Метаборат меди демонстрирует необычные оптические свойства. Это единственное соединение меди, в спектре которого узкие бесфононные линии (БФЛ) наблюдаются для всех $d-d$ переходов (в обеих позициях меди, $4b$ и $8d$) [1]. БФЛ сопровождаются богатой вибронной структурой [1], ее удалось частично идентифицировать благодаря исследованию фононного спектра [2]. Недавно сообщалось о наблюдении кругового дихроизма в CuV_2O_4 , меняющего знак при повороте магнитного поля [3], однако эти данные были позже оспорены [4].

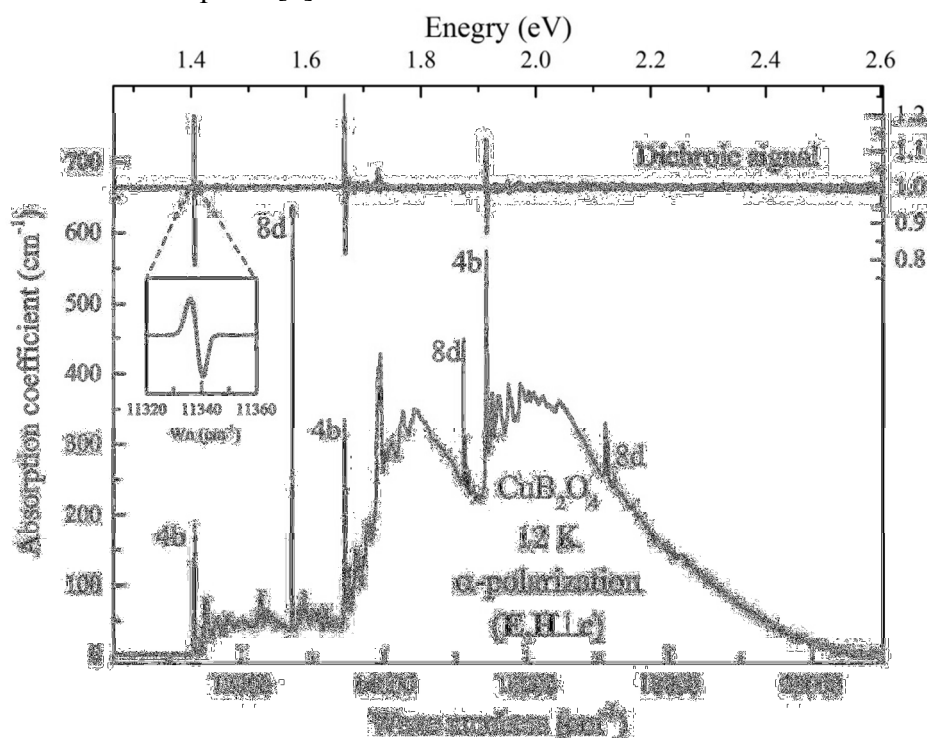


Рис.1. Оптический спектр метабората меди и спектр линейного магнитного дихроизма в CuV_2O_4 .

Настоящая работа была предпринята с целями получить информацию о магнитных межподсистемных взаимодействиях в CuV_2O_4 , используя БФЛ $d-d$ оптических переходов в качестве внутреннего спектроскопического зонда, а также прояснить вопрос об оптическом дихроизме. В температурных зависимостях ширин и частот БФЛ, относящихся к ионам Cu^{2+} в позиции $4b$ ($8d$), наблюдаются четкие особенности при T_N (T^*). На изменения в «чужой» подсистеме БФЛ тоже реагируют, хотя и гораздо слабее. Появляющийся при T_N спутник одной из БФЛ идентифицирован нами как экситон-магнонный переход. Эволюция формы этого спутника при T^* указывает на образование щели в спектре спиновых волн. Обнаружен линейный дихроизм в базовой плоскости ab тетрагонального кристалла CuV_2O_4 ниже T_N , для БФЛ $\text{Cu}(4b)$. Установлено, что при этом линии имеют дублетную структуру, связанную с магнитным Давыдовским расщеплением. Компоненты дублетов меняют интенсивность при повороте поляризатора, причем максимумы совпадают с направлениями $[110]$ и $[-110]$ магнитных доменов в подсистеме $\text{Cu}(4b)$ (см. рис. 1). Показано, что дихроизм дважды меняет знак, при $T_2=8.5\text{K}$ и $T_3=8.0\text{K}$, что свидетельствует о расщеплении фазового перехода при T^* . При наложении внешнего магнитного поля температуры T_2 и T_3 смещаются вниз, разность между ними возрастает (см. рис. 2).

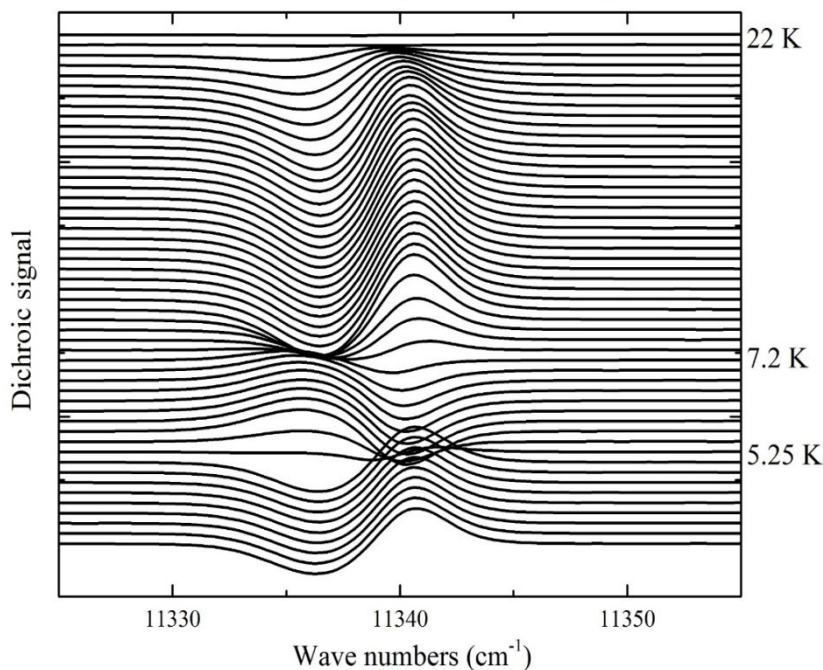


Рис.2. Температурная зависимость линейного магнитного дихроизма первой бесфононной линии меди ($4b$) во внешнем магнитном поле 7 Т.

Наши данные не согласуются с предложенной ранее простой геликоидальной магнитной структурой ниже T^* , так как в этом случае дихроизм не должен был наблюдаться из соображений симметрии. Показано, что в метаборате меди в несоизмерной фазе реализуются эллиптические структуры, при этом ориентация большой оси эллипса последовательно меняется на $\pi/2$ при T_2 и T_3 .

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (МК– 1700.2013.2).

- [1] R. Pisarev, A. Kalashnikova, O. Schöps, L. Bezmaternykh, Phys. Rev. B **84**, 075160 (2011).
- [2] R. Pisarev, K. Boldyrev, M. Popova, et al., Phys. Rev. B **88**, 024301 (2013).
- [3] M. Saito, K. Ishikawa, K. Taniguchi, T. Arima, Phys. Rev. Lett. **101**, 117402 (2008).
- [4] S. W. Lovesey and U. Staub, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 142201 (2009).

August, 21st (Thursday)

Plenary Talks and Oral Presentations

MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF GMR DEVICES FOR 3D HOLOGRAPHIC DISPLAY

**Ishibashi T.^{1*}, Goto S.¹, Wada K.¹, Cai Y.¹, Machida K.², Aoshima K.², Kato D.², Kinjo H.²,
Kuga K.², Kikuchi H.² and Shimidzu N.²**

¹ *Nagaoka University of Technology, 940-2188, Niigata, Japan*

² *Japan Broadcasting Corporation (NHK), 157-8510, Tokyo, Japan*

*e-mail: t_bashi@mst.nagaokaut.ac.jp

Magnetic holography that can reconstructs light emerging from an object is the most promising method to realize a genuine 3-dimensional (3D) display, because magnetic devices such as a giant magneto resistance (GMR) device or a tunnel magneto resistance (TMR) device have possibility to modulate the light modulating devices with a size smaller than 1 μm and a high-speed operation time of ~ 10 ns which are required for holography. We have proposed a new type of MO-SLM consisting of GMR or TMR devices driven by spin-injection, spin-SLM, and we have demonstrated one dimensional ten-pixel light modulation array (1×10 pixels) with a fine pitch of 1 μm [1,2]. In the case of magnetic holography, an efficiency of reconstruction, a diffraction efficiency, is related to the reflectance and Kerr rotation angle as $\eta = R|\Phi_K|^2/4$, where η is the diffraction efficiency, R is the reflectance, and Φ_K is the complex Kerr rotation angle. Although it is basically impossible to change R and Φ_K of each elements, we can control them of multi-layered devices by choosing structures and materials.

Figure 1 shows Kerr rotation spectra calculated for Si Sub./Cu/Ta (3 nm)/Cu (50 nm)/PtCo (6.64 nm) /X (3 nm) with IZO (350 nm), where X is a capping layer consisting of Ta, Au, Pt, Ru, or Ag[3]. Two peaks due to interference of light appeared at photon energies of ~ 2.1 and 2.75 eV. We found that Kerr rotation strongly depends on the nonmagnetic element X, even the thickness is very thin as small as 3 nm, where Kerr rotations of the models with Ta, Ru and Au layer are relatively large at ~ 2.75 eV. On the other hand, the Kerr rotations for Ag and Pt layer are relatively small. These results agree with experimental results except for Ru. As a result, we conclude that all parameter such as elements, thicknesses, etc, have to be considered to optimize the diffraction efficiency of MO-SLM using GMR or TMR devices.

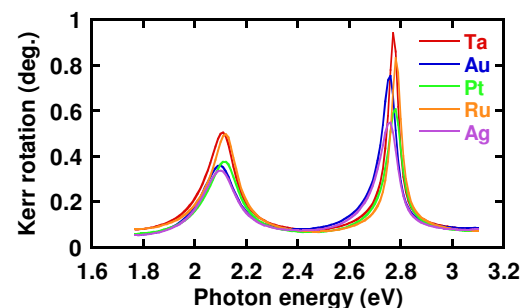


Fig.1. Kerr rotation spectra calculated for (Cu/Ta) /PtCo alloy /X /IZO (X = Ta, Au, Pt, Ru, and Ag).

This research was supported by National Institute of Information and Communications Technology (NICT).

- [1] K.Aoshima, N. Funabashi, K. Machida, Y. Miyamoto, K. Kuga, T. Ishibashi, N. Shimidzu, F. Sato, J. Display Technol. **6**, 374 (2010)
- [2] K. Aoshima, K. Machida, D. Kato, T. Mishina, K. Wada, Y. Cai, H. Kinjo, K. Kuga, H. Kikuchi, T. Ishibashi, and N. Shimidzu, J. Display Technol. (2014). (accepted)
- [3] S. Goto, K. Machida, K. Aoshima, K. Kuga, H. Kikuchi, N. Shimidzu, and T. Ishibashi, EPJ Web of Conferences **40**, 12005 (2013).

SINGLE DOMAIN WALL AND ITS DYNAMICS IN BISTABLE MICROWIRES**Varga R^{1*}**¹*Inst. Phys., Fac.Sci.,UPJS, Park Angelinum 9, 041 54, Kosice, Slovakia***e-mail: rvarga@upjs.sk*

Amorphous glass-coated microwires are composite materials that consist of metallic nucleus (1-50 μm in diameter) covered by glass-coating (thickness 2-20 μm). Having positive magnetostriction, they are characterized by monodomain structure, within which the magnetization process runs through the single Barkhausen jump of single closure domain along entire wire [1]. This domain wall is characterized by extremely high domain wall velocities [2] sometimes higher than sound speed [3].

In this contribution, the fast domain wall dynamics in magnetic microwires will be introduced. Different effects responsible for high velocity in amorphous and nanocrystalline microwires will be described (different anisotropies [4], various domain structures, etc.). Moreover, the effect of annealing on the domain wall dynamics stability will be shown.

In the second part, the application of the fast domain wall dynamics for construction of different miniaturized sensors of magnetic field, temperature [5], mechanical stress [6], etc.. will be discussed.

References.

- [1] R. Varga, K.L. Garcia, M. Vazquez, P. Vojtanik, Phys. Rev. Lett. V.94 P. 017201 (2005).
- [2] R. Varga, A. Zhukov, J. M. Blanco, M. Ipatov, V. Zhukova, J. Gonzalez, P. Vojtaník, Phys. Rev B V. 74 P. 212405 (2006).
- [3] R. Varga, A. Zhukov, J. M. Blanco, M. Ipatov, V. Zhukova, J. Gonzalez, P. Vojtaník, Phys. Rev. B V. 76 P. 132406 (2007).
- [4] K. Richter, R. Varga, G. A. Badini-Confalonieri and M. Vázquez, Appl. Phys. Lett. V. 96 P. 182507 (2010).
- [5] R. Hudák, R. Varga, J. Živčák, J. Hudák, J. Blažek and D. Praslička, "Application of Magnetic Microwires in Titanium Implants – Conception of Intelligent Sensoric Implant",in Aspects of Computational Intelligence: Theory and Applications Topics in Intelligent Engineering and Informatics, 2013, Volume 2, Part 5, 413-434, DOI: 10.1007/978-3-642-30668-6_26
- [6] D. Praslička, J. Blažek, M. Šmelko, J. Hudák, A. Čverha, I. Mikita, R. Varga, A. Zhukov, IEEE Trans. Magn. V. 49 P. 128 (2013).

MAGNETIC NANOSTRUCTURES DESIGNED FOR ELECTRONIC APPLICATIONS**Kurlyandskaya G.V.^{1,2}**¹ *Ural Federal University, Ekaterinburg, 620002, Russia*² *University of The Basque Country, UPV-EHU, 48940, Leioa, Spain***e-mail: galinakurlyandskaya@urfu.ru*

Recently magnetic nanostructures have been subject of very active research. One of the encouraging reasons is the increase in the number of materials available for research and applications [1-2]. At the same time such a tendency requires that the methods of characterization of nanostructures be even more precise than before [3]. One of the tendencies is to measure the same quantity with multiple methods for better understanding [4]. Simple example of this kind of measurements is the X-ray diffraction, transmission and scanning electron microscopies, light scattering and low-temperature sorption of nitrogen (BET) for evaluation of the size of nanoparticles [4-5]. Methods of characterization become more and more adapted to the conditions of particular applications. For example, materials for sensitive elements of magnetoimpedance sensors (MI) require characterization in a very wide temperature range [6].

Significant increase of a number of electronic devices created rapidly expanding areas of research around microwave techniques and electromagnetic interference, i.e. the disruption of operation of an electronic device when it is in the vicinity of an electromagnetic field in the radio frequency spectrum that is caused by another electronic device [7]. An appropriate shielding can reduce electrostatic and electromagnetic fields and radio frequency waves. Although one of the ways of electromagnetic shielding is surface coating with metallic ink other solutions like conductive polymer/metallic thin film are also considered. The general working principle is simple: varying magnetic field generates eddy currents that act to cancel an external magnetic field, i.e. the electromagnetic radiations are reflected from the surface of the conductor because the internal fields stay inside, and external fields stay outside. Polymer-composites could be employed as frequency selective materials or electromagnetic field absorbers with smaller dimensions comparing to the dimensions of conventional protectors. Despite advantageous functional properties, fabrication of complex composites requires thorough adjustment of many parameters. Fig. 1 shows selected nanostructures [5,8] including examples of complex multiphase nanomaterials consisting of thin film polymer/nanoparticles composite playing role of the substrate.

Development of new instrumentation for characterization of magnetic composites is also an important task. It was shown recently that the presence of polymer covering with Ni nanoparticles dried on the surface of the meander MI sensitive element can result in homogenization of the stray fields and changes in the magnetic dynamic permeability. This means a possibility of using MI detector with appropriate geometry for characterization of polymer/magnetic nanoparticles composites with different degree of aggregation [9]. In this work, we describe our experience in the development and structural and magnetic characterization of magnetic nanostructures for electronic applications: either thin films of Cr, Fe or FeNi and FeNi-based magnetic multilayers deposited onto rigid or flexible polymer substrates or polymer/nanoparticles composites playing role of the substrates. This work was developed and supported in frame of the "Magnetic Sensoric Laboratory" project of the Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials URFU and SAIOTEK REMASEN project of UPV-EHU. Selected measurements were made at SGIKER services.

[1] S. V. Komogortsev, R. S. Iskhakov, A. D. Balaev, A. G. Kudashov, A. V. Okotrub and S. I. Smirnov, *Phys. Sol. State* Vol. 49(4) P. 734-738 (2007).

[2] A.P. Safronov, G.V. Kurlyandskaya, A.A. Chlenova, M.V. Kuznetsov, D.N. Bazhin, I.V. Beketov, M.B. Sanchez-Ilduya and A. Martinez-Amesti, *Langmuir* 30 (2014) 3243–3253.

- [3] V.R. Galakhov, A. Buling, M. Neumann, N.A. Ovechkina, A.S. Shkvarin, A.S. Semenova, M.A. Uimin, A.Ye. Yermakov, E.Z. Kurmaev, O.Y. Vilkov and D.W. Boukhvalov, *J. Phys. Chem. C* 115 P. 24615–24620 (2011).
- [4] J.H. Grossman and S.E. McNeil, *Physics Today* 65, 38 (2012).
- [5] G.V. Kurlyandskaya, S.M. Bhagat, A.P. Safronov, I.V. Beketov, A. Larrañaga. Spherical magnetic nanoparticles fabricated by electric explosion of wire. *AIP Advances* 1 042122 (2011).
- [6] A.V. Semirov, M. S. Derevyanko, D.A. Bukreev, A.A. Moiseev and G.V. Kurlandskaya *Bull. Russ. Acad. of Sci.: Physics Vol. 78(2)* P. 81-84 (2014).
- [7] C.R. Paul, *Electromagnetics for Engineers: With Applications to Digital Systems and Electromagnetic Interference*. NewYork,NY,USA: Wiley, 2004, p. 403.
- [8] L. Marcano Prieto, G.V. Kurlyandskaya, A.V. Petrov, A.P. Safronov and A.M. Murzakaev, *Key. Ing. Mater.* Submitted (2014)
- [9] K.J. Lodewijk, E. Fernandez, A. Garcia-Arribas, G.V. Kurlyandskaya, V.N. Lepalovskij, A. P. Safronov and B. J. Kooi, *J. Appl. Phys* 15 P. 17A323 (2014).

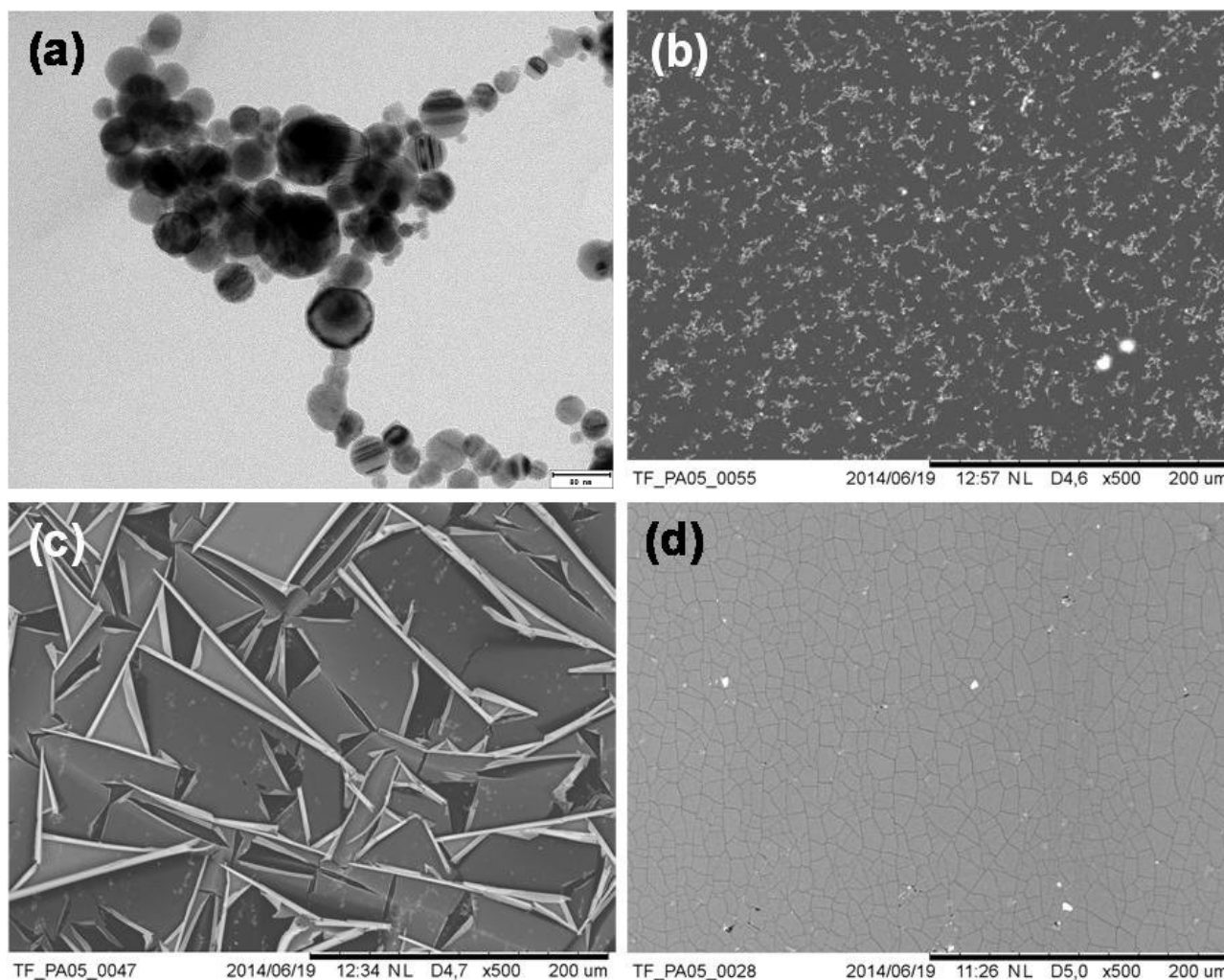


Fig. 1. (a) - Transmission electron microscopy: FeNi magnetic nanoparticles obtained by the electric explosion of wire [5]. (b) - Scanning electron microscopy (SEM): composite material consisting of deaggregated FeNi magnetic nanoparticles (5 wt.%) obtained by the electric explosion of wire in butylmethacrylate (BMK) resin [8]. (c) SEM: 100 nm thick Cr film deposited onto the surface of BMK/FeNi nanoparticles 5 wt.% composite by sputtering technique. (d) SEM: 100 nm thick Cr film deposited onto the surface of a capton tape by sputtering technique.

УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ В ПЛОСКОСТИ (111)

Ветошко П.М.^{1*}, Сыворотка И.И.², Шавров В.Г.¹

¹*Институт Радиотехники и Электроники, 125009, Москва, Россия*

²*НПО КАРАТ, Львов, Украина*

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

Магнитные материалы с высокой магнитной восприимчивостью являются ключевым элементом в разработке индуктивных компонент микроэлектроники, перестраиваемых фильтров и магнитных сенсоров. Увеличение динамического диапазона устройств использующих магнитомягкие материалы требует все более высокой линейности и все более низких потерь в процессе перемагничивания. В этой связи представляют особый интерес монокристаллические эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов. Эти материалы технологичны, обладают высоким структурным совершенством и рекордно низким магнитным затуханием. К сожалению магнитомягкие свойства феррит-гранатовых пленок ограничены присущей монокристаллам кристаллографической анизотропией и специфической для эпитаксиального роста одноосной анизотропией. Как было показано Тикадзуми [1] перемагничивание в плоскости (111) кубического магнетика отличается тем, что не подвержено влиянию кристаллографической анизотропии вплоть до константы шестого порядка. Однако данный вывод был получен в предположении, что вектор намагниченности совершает движение строго в плоскости (111). В реальности траектория движения вектора намагниченности в плоскости (111) более сложная, анизотропные силы выводят вектор намагниченности из плоскости пленки, в результате возникает дополнительная анизотропия в плоскости пленки. В предыдущей работе [2] было показано, что наведенная в плоскости (111) анизотропия должна квадратично зависеть от константы кубической анизотропии четвертого порядка и линейно от наведенной ростом одноосной анизотропии.

В данной работе приводятся экспериментальные данные по наведенной в плоскости (111) анизотропии для различных составов феррит-гранатовых пленок с различными значениями констант кубической и одноосной анизотропии. Полученные данные полностью соответствуют теоретическим зависимостям, приведенным в [2]. В результате замещений в додекаэдрической и тетраэдрической подрешетках феррит-граната удалось вырастить образцы с наведенной в плоскости анизотропией ~ 0.03 Э, что на два порядка величины меньше чем в железо-иттриевом гранате.

Также приводятся примеры практического использования полученного материала в качестве рабочего тела магнитомодуляционного сенсора с рекордной чувствительностью.

На Рис. 1 изображена угловая зависимость поперечной магнитной восприимчивости, которая соответствует компоненте $\chi'_{\phi\phi}$ тензора магнитной восприимчивости в полярных координатах [1].

На Рис.2 приводится зависимость спектральной плотности шума магнитомодуляционного магнитометра с чувствительным элементом из феррита-граната TmScIG. Перемагничивание чувствительного элемента сенсора осуществлялось путем когерентного вращения вектора намагниченности в плоскости пленки (111). Усредненное значение плотности шума в

диапазоне частот 5 – 45 Гц составило порядка 10^{-9} Э/Гц^{1/2}, что соответствует уровню чувствительности ВТСП СКВИДов.

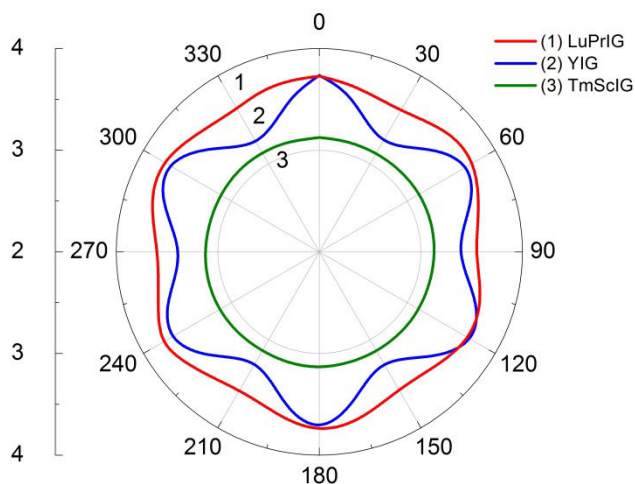


Рис. 1. Экспериментальная угловая зависимость магнитной восприимчивости во вращающемся поле $H = 40$ Э в плоскости (111) для некоторых составов ферритов-гранатов.

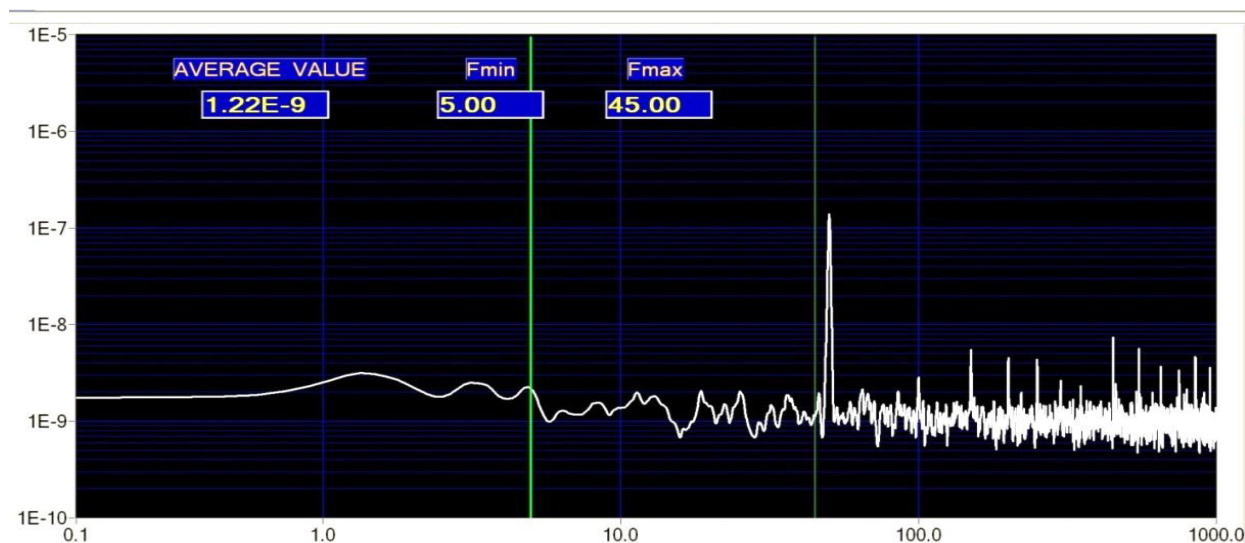


Рис. 2. Спектральная плотность шума магнитомодуляционного магнитометра с чувствительным элементом из феррита-граната TmScIG (кривая №3 на Рис. 1). По оси Y - спектральная плотность магнитного шума в Э/Гц^{1/2}, по оси X – частота Гц.

Ссылки на литературу.

- [1] С.Тикадзуми. “Физика магнетизма”. Москва, Мир(1987).
- [2] P. M. Vetoshko, M.V. Valeiko P.I. Nikitin, Epitaxial iron garnet film as an active medium of an even- harmonic magnetic field transducer. Sensors and Actuators A, Vol. 106/1-3, pp 270-273 (2003).

МАГНИТНЫЙ АНТИРЕЗОНАНС В 3D-НАНОКОМПОЗИТНОЙ СРЕДЕ С ЧАСТИЦАМИ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ И ФЕРРИТОВ

Ринкевич А.Б.^{1*}, Перов Д.В.¹, Самойлович М.И.², Клещева С.М.²

¹Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия

²ОАО ЦНИТИ "Техномаш", 121108, Москва, Россия

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

Явление магнитного антирезонанса состоит в резком увеличении коэффициента прохождения электромагнитной волны через тонкую металлическую ферромагнитную пленку [1,2]. Условие антирезонанса состоит в равенстве нулю действительной части динамической магнитной проницаемости в полях, меньших резонансного. Недавно явление антирезонанса было обнаружено в нанокompозитах, содержащих частицы ферро- или ферримагнетика [3,4]. В данной работе обсуждаются особенности антирезонанса в нанокompозитах.

Экспериментально продемонстрировано эффективное взаимодействие электромагнитных волн миллиметрового диапазона с 3D-нанокompозитами, состоящими из опаловых матриц, и содержащих наночастицы ферритов и/или переходных металлов. На Рис.1 на частотах выше 32 ГГц на зависимости коэффициента отражения помимо минимума, связанного с магнитным резонансом, присутствует еще максимум коэффициента отражения. Этот максимум присутствует на зависимостях, только если частота волны больше некоторого значения. Обсуждается расчет поля магнитного антирезонанса. Из эксперимента восстановлены спектры магнитного антирезонанса и построена частотная зависимость амплитуды антирезонанса.

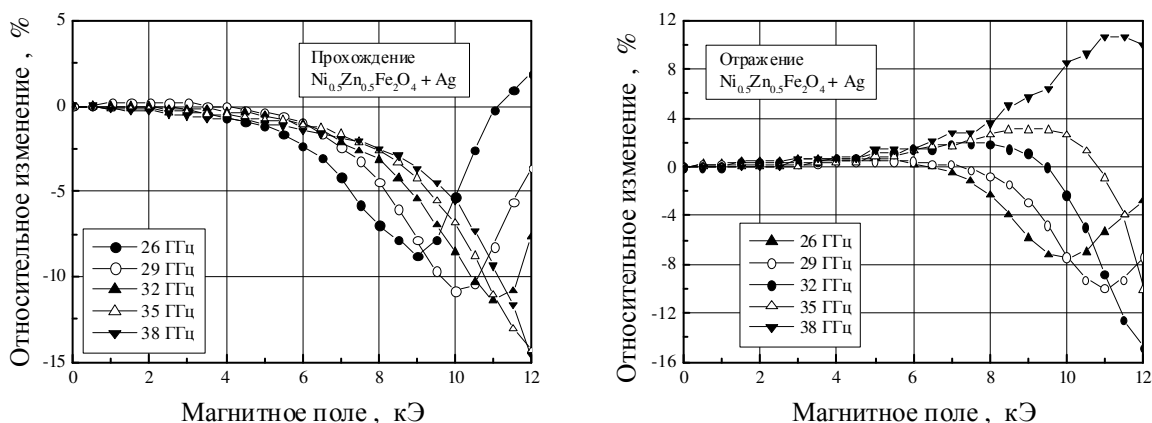


Рис.1. Полевые зависимости коэффициентов прохождения и отражения через нанокompозит с частицами никель-цинкового феррита и серебра, измеренные на нескольких частотах миллиметрового диапазона

Полученные результаты создают предпосылки для разработки управляемых магнитным полем высокочастотных устройств: аттенюаторов, фазовращателей, циркуляторов и других устройств миллиметрового диапазона.

[1] М.И. Каганов, ЖЭТФ, т.39, с.158-162 (1960).

[2] Б.Гейнрих, В.Ф.Мещеряков, Письма в ЖЭТФ, т.9, №11, с.618-622 (1969).

[3] V.V. Ustinov et al, JMMM, v.324, No.1, p.78-82 (2012).

[4] A.B. Rinkevich et al, Metamaterials, v.6, No.1-2, p.27-36 (2012).

STRUCTURE, MAGNETIC AND MAGNETOCALORIC PROPERTIES OF Gd/Ti THIN FILM HETEROSTRUCTURES

A.V. Svalov^{1,2*}, V.O. Vas'kovskiy¹, G.V. Kurlyandskaya^{1,2}

¹Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia

²Universidad del País Vasco, 48080, Bilbao, Spain

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

Magnetic properties of nanostructured ferromagnetic materials show strong dependence on the microstructure [1]. This connection is important both in fundamental and applied science. For example, nanostructured Gd has different magnetocaloric behavior when compared with the bulk counterparts [2,3]. Sputtering deposition of nanoscale Gd multilayers is a simple way to get gadolinium in a nanocrystalline state. Moreover, controlled heat treatment is an additional way to change the structure of the multilayered samples toward a desired state. In this work the structure, magnetic and magnetocaloric properties were comparatively analyzed for $[\text{Gd}/\text{Ti}]_n$ nanoscale multilayers prepared by dc magnetron sputtering.

The Gd/Ti multilayers were prepared by alternative dc magnetron sputtering deposition of Gd layers and Ti spacers onto glass substrates. The thicknesses of the Gd layers were varied in the interval of 0.9 nm to 12 nm and the thickness of Ti non-magnetic spacers was kept constant (2 nm). For comparison, a relatively thick single layer Gd film with $L_{\text{Gd}} = 300$ nm was also prepared. Ti was chosen for the spacers on the basis of its low solubility in rare earth materials. The microstructure of the samples was studied by X-ray diffraction (XRD) using $\text{CuK}\alpha$ radiation. Magnetization (M) measurements with temperature were performed with the VSM and SQUID magnetometers. The magnetic entropy change $\Delta S_M(H,T)$ was quantified using the Maxwell relation.

The low angle XRD patterns for all multilayers showed Bragg peaks associated with the periodic structure of the multilayers (Fig. 1). The observed peaks allow the determination of the layer thickness which agrees well with that expected from the deposition time. The presence of the Bragg peaks in the diffractograms of the samples even with the smallest Gd layers of 0.9 nm thickness demonstrates the existence of a well defined layered structure in all cases under consideration. According to the XRD data, the structure of Gd layers in the studied samples is a hexagonal close-

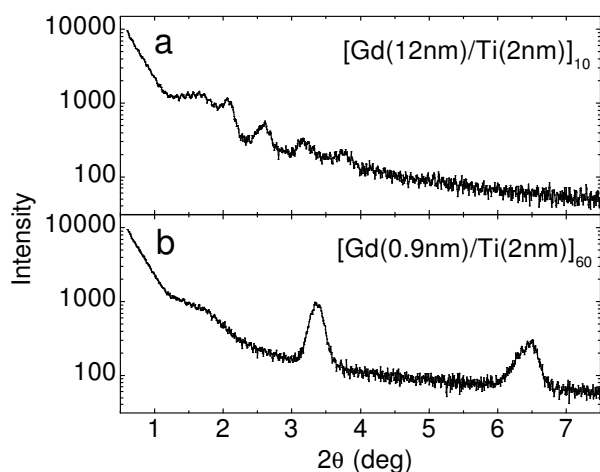


Fig. 1. Low angle X-ray diffractograms for different $[\text{Gd}/\text{Ti}]_n$ multilayers.

packed one. For these samples, the Gd grain size was estimated as equal to the thickness of the Gd layers. For multilayers with L_{Gd} of 1.5 nm and 0.9 nm, the diffraction peak transforms into an amorphous like halo.

The $M(T)$ dependences for $[\text{Gd}/\text{Ti}]_n$ multilayers with different L_{Gd} show that for L_{Gd} below 5 nm the Curie temperature (T_C) of multilayer samples decreases sharply (Fig. 2). The decrease of the T_C can be caused by both the size effect [4] and distortions of crystalline lattice [5]. For the multilayers studied in the present work, the finite-size scaling law is valid for L_{Gd} above 1.5 nm.

Additionally, it was found that with L_{Gd} decrease the magnetization change as a function of the temperature near the Curie temperature evolves from a sharp to a slow evolution. This is due to the fact that when the L_{Gd} decreases the effect of the interface is enhanced leading to both changes of the nanocrystalline size distribution and an increase of the role of the structural defects. All these factors, in turn, lead to differences in the exchange environments of the magnetic ions, and, as a consequence, to a local distribution of the T_{C} within the Gd layers.

The maximum value of the ΔS_{M} in Gd(300 nm) film is nearly 2 times smaller than the maximum value corresponding to bulk Gd. At the same time, the corresponding full-width-at-half-maximum (δT_{FWHM}) for this sample is around 100 K and it is broader than the corresponding value for the bulk Gd. Thereby, the decrease of the magnetocaloric effect in thin Gd film is partially compensated by the broadening of ΔS_{M} peaks. The decrease of the L_{Gd} leads to a reduction of the maximum value of the ΔS_{M} and broadening of the corresponding δT_{FWHM} . As in these Gd-based multilayers, in bulk nanocrystalline Gd a T_{C} distribution can be essential. Moreover, the variation of L_{Gd} can tune T_{C} , which establishes the optimal operating temperature. Therefore Gd thin films and Gd-based multilayers are subjects of study as model systems for magnetocaloric effect in nanostructured materials focused on possible applications for the refrigeration of electronic chips and other small dimension devices [6].

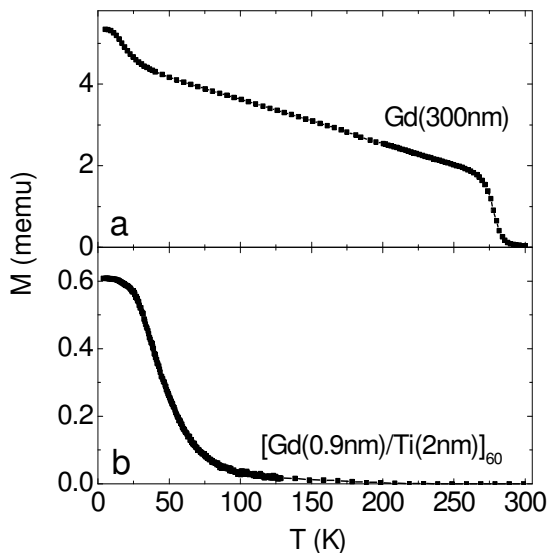


Fig. 2. Temperature dependence of magnetization for selected samples.

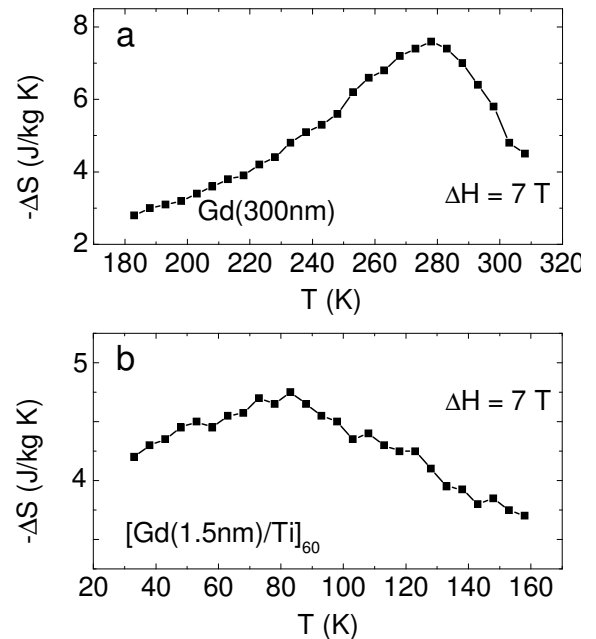


Fig. 3. Magnetic entropy change for different samples.

This work was supported by The Ministry of Education and Science of the Russian Federation, project №1362 and Spanish Government grant MAT2011-27573-C04.

- [1] F. Döbrich, J. Kohlbrecher, M. Sharp, H. Eckerlebe, R. Birringer, and A. Michels, Phys. Rev. B, vol. 85, 094411-17 (2012).
- [2] C.W. Miller, D.V. Williams, N.S. Bingham, and H. Srikanth, J. Appl. Phys., vol. 107, 09A903-3 (2010).
- [3] A.V. Svalov, V.O. Vas'kovskiy, J.M. Barandiaran, K.G. Balymov, I. Orue, and G.V. Kurlyandskaya, Phys. Status Solidi A, vol. 208, 2273-2276 (2011).
- [4] M. Farle, K. Baberschke, U. Stetter, A. Aspelmeier, F. Gerhardter, Phys. Rev. B, vol. 47, 11571-11574 (1993).
- [5] I. Turek, J. Kudrnovský, G. Bihlmayer, S. Blügel, J. Phys.: Condens. Matter, vol. 15, 2771-2782 (2003).
- [6] V. Franco and A. Conde, Scripta Materialia, vol. 67, 594-599 (2012).

ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ $RFe_{11}TiH_x$ ($x = 0$ and 1) В СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ

**Н. Костюченко^{1,2*}, И. Терешина^{3,4}, Ю. Скурский⁵, Е. Терешина⁶, М. Doerr⁷,
И.А. Пелевин⁴, Н. Drulis⁸, А.К. Звездин^{1,2}**

¹Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова Российской Академии Наук, Москва, ул. Вавилова, 38, 119991, Россия;

²Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный, Московская область, Институтский пер. 9, 141700, Россия

³Московский Государственный Университет им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

⁴Институт Металлургии и Материаловедения им. А. А. Байкова РАН, 119991 Москва, Россия

⁵Дрезденская Лаборатория Сильных Магнитных Полей (HLD), Гельмгольц-Центр Дрезден-Россендорф, Дрезден, Германия

⁶Институт Физики АНЧР, На Словацце 2, 18221 Прага, Республика Чехия

⁷Технический Университет Дрездена, D-01062 Дрезден, Германия

⁸Институт Низкотемпературных и Структурных Исследований, 50-950 Вроцлав, Польша
*e-mail: nvkost@gmail.com

Благодаря недавним достижениям в разработке методов изучения поведения намагниченности в сильных полях, стали возможны эксперименты в внешних магнитных полях до 60-100 Тл. Это показало, что использовавшиеся ранее расчеты параметров кристаллического поля, и параметры обменных взаимодействий в рамках теоретической модели одноионной анизотропии были неточны [1,2]. В данной работе исследуется поведение намагниченности редкоземельных (R) интерметаллидов $RFe_{11}Ti$ и их гидридов $RFe_{11}TiH$, привлекающих немалое внимание при поиске новых материалов для постоянных магнитов в течение последних десятилетий. Эти соединения также интересны с фундаментальной точки зрения, поскольку, в отличие от известных $R_2Fe_{14}V$ and $R_2Fe_{17}N_3$, в их кристаллической решетке имеется только одно положение редкоземельного атома и три положения железа, а соотношение R/Fe самое высокое среди соединений с высоким содержанием Fe.

Были получены монокристаллы $RFe_{11}Ti$ с последующим гидрированием образцов. Специальные условия гидрирования были подобраны для сохранения монокристаллической структуры $RFe_{11}TiH$ после наводораживания. Кривые намагничивания $RFe_{11}TiH$ и $RFe_{11}Ti$ были получены для разных кристаллографических направлений при 4.2 К в переменных полях до 60 Тл. Для описания полученных экспериментальных данных мы провели вычисления, позволившие определить параметры кристаллического поля в исходных соединениях $RFe_{11}Ti$ и их гидридах. Как видно на Рис. 1, экспериментальные измерения намагниченности хорошо совпадают с теоретическими кривыми как в области высоких, так и низких полей. Построенные фазовые диаграммы показывают сильное влияние водорода на магнитные свойства $RFe_{11}Ti$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, пр. №. 13-03-00744, 14-03-31395 и Фонда Наук Чешской Республики, Грант № P204/12/0150, HLD в HZDR, члене Европейской Магнитной Лаборатории (EMFL). Часть измерений выполнена в MLTL (<http://mltl.eu>), что поддерживается программой Czech Research Infrastructures (проект № LM2011025).

[1] С. Piquer et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **18** (2006) 221–242.

[2] С. Abadia et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **10** (1998) 349–361.

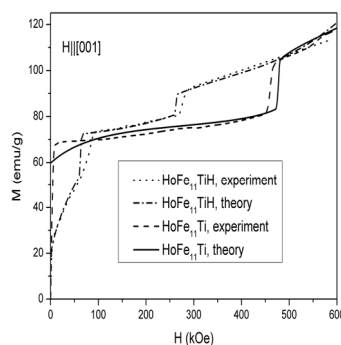


Рис. 1: Экспериментальные и теоретические зависимости намагничивания от внешнего магнитного поля в $HoFe_{11}Ti$ и $HoFe_{11}TiH$

О РОЛИ ЧЕТВЕРНЫХ ПОЛЯРОНОВ В МАГНЕТООПТИЧЕСКОМ ПОГЛОЩЕНИИ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Эшпулатов Б.Э.^{1*}, Кувондиқов Ш.К.², Вахобов О.¹, Убайдуллаев М.Ш.¹

¹ Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий, 140100, Самарканд, Узбекистан

² Самаркандский государственный университет, 140104, Самарканд, Узбекистан

*e-mail: barat50@bk.ru

Внимание многих исследователей к наноразмерным структурам вызвано не только их необычными прикладными возможностями, но и причинами фундаментального характера. Различные физические явления, обусловленные электронами, экситонами, фононами и их взаимодействием, подробно и широко исследованы в плоских (квазидвумерных) [1] и цилиндрических (квазиодномерных) [2] квантовых ямах.

После появления пионерских работах Джонсона и Ларсена [3-4] магнетополяронный эффект (эффект Джонсона и Ларсена) привлек большое внимание как теоретиков [5], так и экспериментаторов [6].

Уменьшение размеров полупроводниковых материалов до нанометрового масштаба приводит к значительной модификации их оптических свойств, по этому в течение последних лет новая волна интереса к магнетополяронному эффекту была стимулирована появлением полупроводниковых объектов пониженной размерности – квантовые ямы [1], квантовые проволоки [2] и квантовые точки [7].

Образование поляронных состояний имеет место как в трехмерных (3D) [3-4], так и в квазидвумерных (2D) системах [8-9]. Различие между системами заключается в спектрах электрона в присутствии квантующего магнитного поля: в 3D – системе это одномерные зоны Ландау, в 2D – системе – дискретные уровни Ландау. Это различие приводит к разной величине расталкивания уровней электрон-фононной системы.

В [5] Коровин и Павлов показали, что в случае объемного полупроводника (3D) магнетополяронное расщепление пропорционально $\eta^{2/3} \hbar \omega_0$ (где η – безразмерная Фрелиховская константа электрон-фононной связи, ω_0 – предельная частота продольного оптического фонона).

В 2D – системах эффект усиливается, и расстояние между компонентами расщепления пика становится пропорциональным $\eta^{1/2} \hbar \omega_0$ [8].

В 3D и 2D – системах магнетополяронные состояния играют важную роль в формировании частотной зависимости магнетооптических эффектов, таких как междузонное поглощение света [1-2], циклотронный резонанс [9] и комбинационное рассеяние света [10].

Как показано в работе [11] при выполнении условия

$$\omega_0 = j \omega_{e(h)H} \quad \text{где} \quad \omega_{e(h)H} = |e|H/c m_{e(h)} \quad (1)$$

-циклотронная частота, c – скорость света в вакууме, $|e|$ – заряд электрона, H – напряженность магнитного поля, $m_{e(h)}$ – эффективная масса электрона (дырки), j – число значению $j = 1$ соответствует один двойной полярон, обозначенный в работе [11] буквой А. Значению $j = 2$, т.е. $\omega_{eH}/\omega_0 = 1/2$, отвечают два двойных полярона, значению $j = 3$, т.е. $\omega_{eH}/\omega_0 = 1/3$, – три двойных полярона, и т.д. Выше двойных поляронов расположены тройные поляроны соответствующие пересечению трех термов, еще выше – четверные и т.д. Число поляронов каждого сорта при данном значении j равно j . Тройные поляроны в 3D-системах впервые рассмотрен в [12], в 2D-системах – в [10].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию энергетического спектра четверного магнетополярона и влиянию спектра в формировании частотной зависимости магнетооптических эффектов в прямоугольной квантовой яме с бесконечно высокими стенками на границе сред в сильном магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости ямы.

Рассмотрен переход электрона под действием света из валентной зоны на уровень Ландау с $n = 3$ в зоне проводимости. В этом случае четыре терма электрон-фононной системы (электрон на уровне $n = 3$, электрон на уровне $n = 2$ и один фонон, электрон на уровне $n = 1$ и два фонона и электрон на уровне $n = 0$ и три фонона), рассматриваемые как функции ω_{eH} , пересекаются в точке $\omega_{eH} = \omega_0$. Электрон-фононное взаимодействие приводит к снятию вырождения в точке $\omega_{eH} = \omega_0$ и соответственно к появлению четырех непересекающихся ветвей спектра. Предполагалось, что резонансный переход с испусканием продольного оптического фонона происходит между уровнями Ландау, относящимися к размерно-квантованному уровню с номером $l = 1$.

Пик магнитооптического поглощения, соответствующая забросу электрона светом в уровень Ландау с квантовым числом $n = 3$, также расщепляется при $\omega_{eH} = \omega_0$ на четыре δ -образные пики, расстояние между которыми $\sim \sqrt{\eta}$ причем поглощения $\omega_{eH} = \omega_0$ будут определяться четырьмя ветвями электрон-фононного спектра в зоне проводимости, так как при выполнении условия $(m_e/m_h) \ll 1$ дырки не дают вклада в нестационарность уровней.

С ростом магнитного поля пики смещаются в низкочастотную область и при этом, интенсивность левых пиков уменьшается, тогда как самый правый, последний пик растет по интенсивности, а при достаточно сильных магнитных полях остается только один последний пик. А при уменьшении магнитного поля картина меняется наоборот, т.е. пики смещаются в высокочастотную область, а интенсивность первого пика растет, а остальные постепенно уменьшаются и при достаточно слабых магнитных полях остается только один пик.

Строго говоря, развитая теория справедлива, если энергия ионизации экситона в магнитном поле мала по сравнению с энергией электрон-фононной связи, причем магнитное поле ограничено условием $\omega_0 = \omega_c$. Например, энергия ионизации экситона в поле $H = 3.5 \cdot 10^4$ э для GaAs составляет $1.5 \cdot 10^{-5}$ эв [13], причем это относится к уровню $n = 0$. С ростом номера уровней Ландау энергия ионизации быстро убывает, так что для $n = 2$ она существенно меньше этой величины. С другой стороны эффекты расщепления, как показано выше составляет 0.002 эв так пренебрежение экситонными состояниями возможно.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта фундаментальных исследований Республики Узбекистан (Ф2-ФК-0-47 339 Ф2-015).

Литература:

- [1] N.Mori, T.Ando, Phys. Rev. v.B40, No 9, p.6175-6179 (1989).
- [2] G.D.Senders, C.J.Stanton, Phys. Rev. v.B48, No 15, p.11067-11072 (1993).
- [3] E.I.I.Johnson, D.M.Larsen, Phys.Rev.Let. v.16, p.655-659 (1966).
- [4] D.M.Larsen, E.I.I.Johnson, J.Phys.Soc.Jap., Suppl, v.21, p.443-447 (1966).
- [5] Л.И.Коровин, С.Т.Павлов, ЖЭТФ, т.53, № 5, с.1708-1716 (1967).
- [6] V.I.Ivanov-Omski, L.I.Korovin, E.M.Shereghi, Phys.Stat.Sol. (b), v.90, No 1, p.11-32 (1978).
- [7] F.Comas and Nelson Studart, Phys.Rev. v.B69, No 23, p.235321-235329 (2004).
- [8] Л.И.Коровин, С.Т.Павлов, Б.Э.Эшпулатов, ФТТ, т.20, №12, с.3594-3598 (1978).
- [9] Л.И.Коровин, Б.Э.Эшпулатов, ФТТ, т.29, №7, с.1963-1969 (1987).
- [10] Л.И.Коровин, С.Т.Павлов, Б.Э.Эшпулатов, ФТТ, т.35, №6, с.1562-1576 (1993).
- [11] И.Г.Ланг, Л.И.Коровин, С.Т.Павлов, ФТТ, т.47, №9, с.1704-1710 (2005).
- [12] Л.И.Коровин, ФТТ, т.13, №3, с.842-848 (1971).
- [13] S.-R. Eric Yang, L.J.Sham, Phys.Rev.Letters, v.58, No 24, p.2598-2601 (1987).

ULTRAFAST OPTICAL PHENOMENA IN MAGNETICALLY ORDERED CRYSTALS

V. V. Pavlov

Ioffe Physical Technical Institute, 194021, St.-Petersburg, Russia

e-mail: vpavlov@mail.ru

Ultrashort pulse lasers have opened new dimensions for implementing coherent control of states of matter [1, 2], which is crucial for applications in multidisciplinary fields of optoelectronics, spintronics, information processing, and quantum computation.

In our studies we used pump-probe spectroscopy that falls into the domain of nonlinear optics. When linearly- or circularly-polarized pump beam is applied to a medium, photo-induced optical phenomena can be described by the complex dielectric susceptibility tensor:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 + A(\mathbf{E}\mathbf{E})^{lin} & iB(\mathbf{E}\mathbf{E})^{circ} & 0 \\ -iB(\mathbf{E}\mathbf{E})^{circ} & \varepsilon_0 - A(\mathbf{E}\mathbf{E})^{lin} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix},$$

where ε_0 is the nonperturbed dielectric susceptibility, \mathbf{E} is the electric field of the light wave, A and B describe the induced linear and circular optical anisotropy, respectively. The observed photo-induced phenomena can be attributed to the optical alignment and orientation [3]. Measurements of photo-induced optical phenomena in two types of magnetically ordered crystals, hexagonal manganite YMnO_3 and epitaxial garnet film $(\text{YPrLuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, were done by a pump-probe techniques using a femtosecond Ti:sapphire laser generating 30 fs pulses at the photon energy of 1.55 eV and optical parametric amplifier generating 150 fs pulses at the photon energy of 1.8 eV.

A Raman coherence time of ~ 10 fs between the excited $\Gamma_5 |x\rangle$ and $\Gamma_5 |y\rangle$ states and a relaxation time of ~ 500 fs between the $\Gamma_5 |x,y\rangle$ and $\Gamma_1 |g\rangle$ states were determined solving numerically the optical Bloch equations for hexagonal manganite YMnO_3 [4]. These processes take place near the electronic transition $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_5$ from the hybridized $O(2p)$ - $Mn(3d)$ to the $Mn(3d)$ states at photon energies around 1.6 eV. Thus, we show that hexagonal manganite YMnO_3 can be an efficient medium for ultrafast laser manipulation of electronic states on the femtosecond time scale.

Using the optical parametric amplifier the photo-induced magnetization precession was observed in garnet film $(\text{YPrLuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$. We attribute the attenuating behavior of the induced optical rotation to the ferromagnetic resonance in an effective field, which is the sum of external magnetic and anisotropy fields. The resonance frequency increases linearly when the applied field is increased. At fields below 0.02 T it is possible to resolve two frequencies of the magnetization precession due to the complex anisotropy of the (210)-oriented film or heterogeneity of the garnet film over thickness.

Thus, several types of photo-induced optical processes can be distinguished using the pump-probe spectroscopy. The first very short time process is related to electron relaxation between the excited states. It describes the Raman coherence time of ~ 10 fs in hexagonal manganite YMnO_3 . The second process describing the relaxation time of ~ 500 fs between the excited states and ground state was also determined in manganite YMnO_3 . The third process on the nanosecond time scale is found in garnet film $(\text{YPrLuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, which is the photo-induced magnetization precession.

This work is supported by the Russian Government project #14.B25.31.0025, the Russian Foundation for Basic Research project #13-02-00754, the Deutsche Forschungsgemeinschaft and the Alexander-von-Humboldt Foundation.

[1] J.-Y. Bigot, M. Vomir, E. Beaurepaire, *Nature Physics* **5**, 515 (2009).

[2] A. Kirilyuk, A. V. Kimel, Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).

[3] *Optical Orientation*, eds. F. Meyer and B. P. Zakharchenya (North-Holland, Amsterdam, 1984).

[4] M. Pohl, V. V. Pavlov, I. A. Akimov, V. N. Gridnev, R. V. Pisarev, D. R. Yakovlev, M. Bayer, *Phys. Rev. B* **88**, 195112 (2013).

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ ИЗГОТОВЛЕНИЯ НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ СЕНСОРОВ

Беспалов В.А.¹, Дюжев Н.А.¹, Юров А.С.¹, Чиненков М.Ю.^{1*}, Мазуркин Н.С.¹

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Москва, Россия

*e-mail: chinenkov@inbox.ru

По мере развития технологий в наноразмерных диапазонах все большую актуальность приобретают эффекты, связанные с магнитными свойствами вещества. Электронные структуры, основанные на магнитных материалах, в частности, ферромагнетики, используются в информационных технологиях, электронной инженерии, СВЧ-технологиях, магнитной памяти и многих других сферах. Главной проблемой магнитных устройств и первичных преобразователей, основанных на магниторезистивных структурах, является увеличение чувствительности, тепловой стабильности и миниатюризация [1]. В России в настоящее время отсутствует производство современных наноструктурированных магниторезисторов в тех масштабах, когда можно было бы говорить об их широком использовании в отечественной технике. Подготовка и освоение производства отечественных магниторезистивных датчиков, востребованных промышленностью, позволит решить проблему импортозависимости в сфере промышленности и техники.

В ходе проделанной работы показано, что сенсор, основанный на магниторезистивных наноструктурах позволяет детектировать изменение магнитного поля в экстремальных условиях. Магниторезистивные наноструктуры основаны на пленках пермаллоя с толщиной слоя 20-30 нм. Показано, что вариация формы и аспектного соотношения размеров магниторезистивных элементов [2] и полосковая структура сенсора влияют на характеристики намагничивания и динамический диапазон сенсоров, а также на величину максимальной магнитной чувствительности. Была проведена оптимизация формы, аспектного соотношения и поля подмагничивания, в результате чего получена топология с максимальной чувствительностью 20.7 (мВ/В)/(кА/м). Показано, что варьируя поле подмагничивания, можно добиться существенного изменения чувствительности и рабочего диапазона от 0.2 до 0.6 кА/м. В ходе эксперимента продемонстрировано, что изготовленный сенсор позволяет детектировать изменения магнитного поля при температурах от минус 60 °С до +150 °С. Величина изменения чувствительности с температурой составляет -0.35 %/°С. Данные характеристики сенсора позволяют разрабатывать датчики скорости и углового положения на основе магниторезистивных наноструктур, работающие в экстремальных условиях.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (ГК № 02.G25.31.0059).

[1] В.А. Беспалов, Н.А. Дюжев, А.С. Юров, М.Ю. Чиненков, Н.С. Мазуркин. Нано- и микросистемная техника. №. 11. С. 48-54 (2013).

[2] A.V. Goryachev, M.Yu. Chinenkov, N.A. Dyuzhev, A.M. Mednikov, A.F. Popkov, F.A. Pudonin. Semiconductors. V. 43, № 13. P. 1695-1699 (2009).

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОПОРОШКОВ ИМПУЛЬСНЫМИ МЕТОДАМИ

Бекетов И.В.^{1,2}, Саматов О.М.¹, Багазеев А.В.¹, Сафронов А.П.^{1,2}, Медведев А.И.^{1,2}

¹ *Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук - 620016, г. Екатеринбург, Россия*

² *Уральский Федеральный Университет – 620002, г. Екатеринбург, Россия
beketov@iep.uran.ru*

В настоящее время разработано большое количество методов получения нанопорошков различных материалов. Выбор метода приготовления нанопорошка зависит от его соответствия поставленной задаче по производительности, характеристикам порошка, в том числе по адаптируемости к последующей технологии переработки, стоимости и чистоте продукта, экологической чистоте метода и др. Для порошковых технологий наиболее привлекательными являются порошки, которые состоят из слабо агломерированных сферических частиц, т.е. когда связь между частицами определяется адгезионными поверхностными силами (электростатическими, молекулярными, ковалентными и др.). Использование таких порошков в значительной степени упрощает получение однородных смесей, суспензий и шликеров в технологиях изготовления функциональных композиционных материалов. Слабо агломерированные нанопорошки с приемлемыми производительностью и эффективностью процесса получения могут быть синтезированы физическими методами, основанными на испарении вещества и конденсации паров с образованием сферических частиц нанометрового диапазона. При этом применяются весьма разнообразные способы нагрева вещества: нагрев испаряемого материала в тигле, пропускание тока через нагреваемый материал, нагрев излучением лазера, пучком электронов, высокочастотный индукционный нагрев, плазмой разряда и другие.

Импульсные методы нагрева материала имеют ряд преимуществ при получении нанопорошков. Так высокая скорость ввода энергии дает возможность перегрева материала, в результате чего его испарение имеет взрывной характер. При этом пар разлетается в окружающий газ с высокой скоростью, что обеспечивает быстрое снижение концентрации пара и сконденсировавшихся частиц, а также их быстрое охлаждение. То есть обеспечиваются условия для получения частиц малого размера. Также имеется возможность удаления малого количества частиц после каждого импульса, в паузе между импульсами из горячей зоны испарительной камеры в холодную. При этом обеспечиваются сравнительно высокие скорости охлаждения образовавшихся частиц малого размера.

В докладе представлены два метода получения нанопорошков металлов сплавов и их химических соединений разрабатываемые в Институте электрофизики УрО РАН: электрический взрыв проволоки (ЭВП) и лазерное испарение излучением волоконного лазера. Показаны принципы работы установок, их основные параметры и характеристики получаемых нанопорошков.

Метод ЭВП позволяет получать нанопорошки из металлов и сплавов, которые можно приготовить в виде проволоки, а также их оксидов, нитридов и других химических соединений. Электрический взрыв возникает при прохождении через проволоку импульса тока плотностью $10^4 - 10^6$ А/мм² и длительностью 1-3 мкс при этом происходит нагрев металла а затем его взрывное диспергирование. В зависимости от условий взрыва после конденсации паров металла образуются частицы с характерным размером от десятков микрометров до нескольких нанометров. При ЭВП в атмосфере нейтрального газа отработано получение металлических нанопорошков Fe, Ni, Co, Ni-Fe, Al, Cu, , Ti, W, Mo, Al-Mg, и других с характерным размером частиц в области 50-100 нм. В кислородсодержащей среде получены порошки ряда оксидов: Fe₂O₃, Al₂O₃, CuO, NiO, ZrO₂, ZnO, TiO₂, (MgAl)₂O₃ с размерами частиц в области 15-100 нм. Порошки слабо агрегированы, имеют форму частиц близкую к сферической, Распределение частиц по размерам близко к нормально-логарифмическому со стандартным геометрическим отклонением $\sigma_g = 1,8-2,4$. Чистота получаемых нанопорошков определяется чистотой материала проволоки и используемого газа, а их дисперсность регулируется условиями взрыва. Установки ЭВП автоматизированы и обладают производительностью по порошку в диапазоне 50-400 г/час, в зависимости от типа материала.

Нанопорошки оксидов сложных составов синтезируются методом лазерного испарения мишени. Для получения порошков создана установка на основе волоконного иттербиевого лазера мощностью 1 кВт, работающего в импульсном режиме. Испарение материала мишени может осуществляться в контролируемой атмосфере, газовая система установки содержит устройства сепарации и сбора порошка. Разработаны методики получения нанопорошков Fe₃O₄, BaFe₁₂O₁₉, SrFe₁₂O₁₉ – для магнитных композиционных материалов. YSZ, ScSZ, LSM, NiO:ZrO₂ для твердооксидных топливных элементов. MgAl₂O₄, ZnAl₂O₄, ZnS допированные Eu, Mn и Cu для люминофоров. Характерный размер частиц 10-15 нм. Порошки слабоагрегированы, имеют сравнительно узкое распределение частиц по размерам ($\sigma_g \leq 1,7$), форма частиц близка к сферической. В зависимости от типа материала и требуемой дисперсности производительность процесса получения нанопорошка составляет 5-50 г/час.

Работы, представленные в докладе, проводились при финансовой поддержке программы Президиума РАН, проект № 12-П-1024 и гранта РФФИ № 12-08-01155-а.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И МОДЕЛЬ СТРУКТУРЫ ГРАНУЛИРОВАННЫХ НАНОТОЛЩИННЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Вызулин С.А.^{1*}, Сырьев Н.Е.², Шлапаков М.С.³

¹ Военная академия связи (филиал, г. Краснодар), 350035, Краснодар, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия

³ Кубанский государственный университет, 350040, Краснодар, Россия

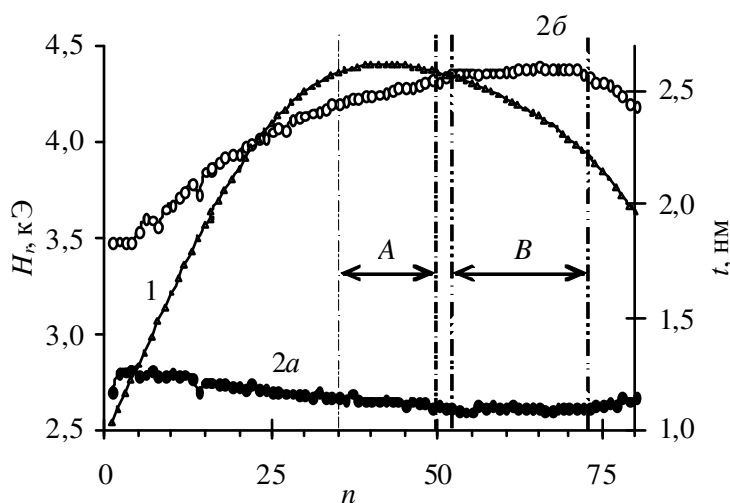
* vuzulin@mail.ru

Исследованы многослойные наногранулированные пленочные структуры типа: ферромагнетик – немагнитная матрица. Ферромагнитные включения имели вид наноразмерных гранул аморфного CoFeB. Немагнитная матрица представляла собой гранулы аморфного диэлектрика SiO₂. Эти материалы взаимно химически нейтральны и успешно применяются при разработке элементов микроэлектроники и техники магнитной записи. Наносистема синтезирована в Воронежском государственном техническом университете методом ионно-лучевого распыления CoFeB с навесками из SiO₂ в атмосфере аргона на ситалловую подложку [1]. Путем последовательного послойного напыления (без прослоек) изготавливались тонкие пленки с переменной по длине структуры толщиной (от 160 до 400 нм). Толщина одного композитного слоя варьировалась по длине структуры от 1,0 до 2,6 нм. В поперечном направлении структуры толщина напыления не изменялась. По данным изготовителя, концентрация магнитной фазы в нанокompозите вдоль структуры практически не изменялась и равнялась 33,9 ат.%. (Для композита данного состава порог перколяции – область структурной перестройки от суперпарамагнитного к ферромагнитному состоянию, наблюдался при концентрации магнитных гранул $v \approx 49$ ат.% [2]). Общая длина структуры равнялась 240 мм. Из этой структуры изготовлено 80 образцов размером 3x3 мм². Образцы были пронумерованы в порядке удаления от одного из концов структуры. Зависимость средней величины толщины одного слоя композита t от номера образца представлена на рисунке (кривая 1).

Цель работы – выявить основные эмпирические закономерности, характеризующие влияние микроскопических материальных и размерных параметров гранулированных пленочных наноструктур на их макроскопические магнитные свойства, и дать их физическую интерпретацию.

Использовался метод изучения спектров ферромагнитного резонанса (ФМР). Измерения проводились резонаторным способом на ЭПР спектрометре "JEOL JES FA-300" на частоте 9.1 ГГц с применением обычной модуляционной техники при комнатной температуре. По спектру определялись резонансное поле – H_r и ширина линии поглощения – ΔH .

Для всех образцов в спектре ФМР при любых ориентациях поля намагничивания



Зависимости толщины магнитных слоев (кривая 1) и резонансных полей (кривые 2а и 2б) от номера образца

\vec{H} наблюдается одиночная линия поглощения – однородный тип колебаний. Резонансное поле при касательном намагничивании ($\alpha=90^\circ$) минимально, а при нормальном ($\alpha=0$) – максимально. При изменении α от 0 до 90° величина H_r монотонно уменьшается. Зависимости $H_r(\alpha)$ практически симметричны относительно оси $\alpha=0$. Анизотропии H_r в плоскости пленки не наблюдалось.

Экспериментальные зависимости $H_r(n)$ представлены на рисунке (кривые 2а и 2б - для касательного нормального намагничивания, соответственно).

Введем параметр $\delta = (H_{r_{n+1}} - H_{r_n}) / (t_{n+1} - t_n)$, характеризующий изменение величины резонансного поля при переходе от n к $n+1$ образцу.

В области A (n от 35 до 50) толщина одного магнитного слоя t остается примерно постоянной и равной 2,6 нм (с точностью не хуже $\pm 0,025$ нм), величина резонансного магнитного поля для касательного случая $H_{r_{\parallel}}$ убывает от 2670 до 2639 Э, а для нормального случая $H_{r_{\perp}}$ возрастает от 4203 до 4315 Э. В области A функция $t(n)$ достигает экстремального значения, поэтому для оценки параметра δ будем использовать его значения при $n=35$ и 50. Среднее значение параметра на границах области для касательного намагничивания имеет величину $\delta_{\parallel A} \approx 2,9 \cdot 10^2$ Э/нм, а для нормального намагничивания – $\delta_{\perp A} \approx 8,4 \cdot 10^2$ Э/нм.

В области B (n от 52 до 73) величина резонансного магнитного поля, как при касательном, так и при нормальном намагничивании остается примерно постоянной ($H_{r_{\parallel}} \approx 2617 \pm 7,5$ Э и $H_{r_{\perp}} \approx 4374 \pm 11,3$ Э, соответственно), а толщина одного магнитного слоя t уменьшается от 2,6 до 2,2 нм. Среднее значение параметра δ в этой области для касательного намагничивания имеет величину $\delta_{\parallel B} \approx 26$ Э/нм, а для нормального намагничивания - $\delta_{\perp B} \approx 0,6$ Э/нм.

Сравнение параметров δ для областей A и B дает:

$$\delta_{\parallel B} / \delta_{\parallel A} \approx 0,9 \cdot 10^{-2} \ll 1 \text{ и } \delta_{\perp B} / \delta_{\perp A} \approx 7 \cdot 10^{-4} \ll 1. \quad (1)$$

Полученные оценки (отметим, что они имеют завышенный характер) указывают на то, что в гранулированных пленочных наносистемах $\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$ с толщинами от 160 до 400 нм и концентрацией магнитной фазы в до перкаляционной зоне толщины магнитных композитных слоев существенно не влияют на величины резонансного поля ФМР. В противном случае отношения параметров δ в соотношениях (1) должны быть сравнимы или больше 1.

С учетом этого обстоятельства и экспериментальных зависимостей $H_r(n)$ следует, что исследованная нами магнитная наноструктура неоднородна в продольном направлении. Это может быть обусловлено, по крайней мере, либо продольной неоднородностью концентрации магнитной фазы и/либо различиями формы магнитных гранул вдоль структуры.

Проведенный нами элементный анализ указывает, так же как и данные изготовителя, на однородность концентрации магнитной фазы вдоль структуры.

Наблюдаемые зависимости $H_r(n)$ могут быть объяснены в рамках теории ФМР в гранулированных наноструктурах [3]. Результаты расчетов указывают на то, что в исследованной наносистеме магнитные гранулы имеют форму сфероидов вытянутых вдоль нормали к поверхности пленки. Коэффициент вытянутости увеличивается к краям наноструктуры.

Обсуждены физические механизмы, влияющие на микроскопические параметры наноструктур в до перкаляционной области – размер и форму магнитных гранул.

Работа поддержана РФФИ (№ 13-08-96541p_юг_a).

[1] Гриднев С.А. и др. Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах. (Изд-во: БИНОМ. Лаборатория знаний, М., 2012).

[2] С.А. Вызулин и др. Известия РАН. Серия физическая. Т. 74, № 12, С. 1721–1723 (2010).

[3] С.А. Вызулин и др. Известия РАН. Серия физическая. Т. 74, № 12, С. 1767–1769 (2010).

August, 23rd (Saturday)

Plenary Talks, Oral Presentations and Briefing

НАНОГЕТЕРОГЕННЫЕ СИСТЕМЫ ФЕРРОМАГНЕТИК-ДИЭЛЕКТРИК

Ю.Е.Калинин, А.В.Ситников, О.В.Стогней

Воронежский государственный технический университет, 394026, Воронеж, Россия

Kalinin48@mail.ru

В работе представлен анализ экспериментальных данных по исследованию транспортных явлений (электропроводности, термо-эдс, магнитосопротивления) и магнитных свойств гетерогенных наносистем (наноконпозитов, многослойных структур) ферромагнетик-диэлектрик, полученных авторами. Анализ температурных зависимостей транспортных явлений в области низких и умеренных температур позволил установить, что до порога протекания в исследуемых системах реализуются различные механизмы переноса носителей заряда:

1. Прыжковая проводимость по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми с переменной длиной прыжка (модель Мотта).
2. Неупругое туннелирование электронов между гранулами через локализованные состояния матрицы.
3. Упругое туннелирование электронов между гранулами через диэлектрический барьер.
4. Термоактивированная прыжковая проводимость между ближайшими соседними состояниями или неупругое туннелирование между гранулами по всему объему диэлектрической матрицы.

В композитах за порогом протекания удельное электрическое сопротивление определяется лабиринтной структурой проводящих каналов из металлических гранул и может иметь температурную зависимость с температурным коэффициентом электрического сопротивления близким к нулю.

Магнитосопротивление (МС) в композитах 3d-ферромагнетик-диэлектрик коррелирует с плотностью состояний на уровне Ферми металлической фазы $g(E_F)$: максимум МС выше у композитов, имеющих большее значение величины $\{g(E_F)\}$. Аналогичная корреляция наблюдается и между максимальными значениями магнитосопротивления и магнитострикции насыщения металлической фазы, из которой сформированы гранулы. При увеличении значений магнитострикции насыщения ферромагнитных включений, обусловленном изменением элементного состава гранул от CoNbTa к CoFeV и далее к CoFeZr, магнитосопротивление линейно возрастает. Наблюдаемые корреляции между магнитострикцией насыщения ферромагнитной фазы и максимальными значениями магнитосопротивления связываются с возрастанием вклада d-электронов в спин-зависимое туннелирование при последовательном изменении материала гранул: CoNbTa \rightarrow CoFeV \rightarrow CoFeZr. Характерной особенностью для исследованных наноконпозитов за порогом протекания является также зависимость термоэдс от плотности состояний на уровне Ферми: величина диффузионной термоэдс растет в наноконпозитах с гранулами CoNbTa \rightarrow CoFeV \rightarrow CoFeZr. Если в наноконпозитах существует локальная анизотропность, то помимо обычного отрицательного магнитосопротивления, может наблюдаться и положительное магнитосопротивление (например, в наноконпозитах с гранулами из кобальта) более высокое по сравнению с положительным магнитосопротивлением гомогенных металлов. Такое поведение связывается с наличием в структуре композитов, расположенных вблизи

порога протекания, нанокластеров, которые имеют различную по величине магнитную анизотропию.

Наноконпозиты ферромагнетик-диэлектрик до порога протекания проявляют свойства суперпарамагнетика, а за порогом протекания – ферромагнетика. В гетерогенных системах с аморфной структурой ферромагнитных гранул за порогом протекания возможны три механизма формирования магнитной анизотропии. Во-первых, анизотропия магнитных свойств может быть сформирована за счет парного упорядочения атомов в аморфной металлической фазе сплава. Во-вторых, при магнестриктсионном взаимодействии ферромагнитных частиц с микро- и макро- напряжениями в пленке и, в-третьих, за счет образования текстурированных структурных неоднородностей. В наноконпозитах $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ возможно существование нескольких видов текстурированных структурных неоднородностей гетерогенной системы, которые формируют магнитную анизотропию в различных направлениях. Наличие нескольких механизмов формирования магнитной анизотропии в наногранулированных конпозитах ферромагнетик-диэлектрик с аморфной структурой ферромагнитных гранул, ни один из которых не является доминирующим, обуславливает высокую дисперсию локальных осей магнитной анизотропии и низкое значение полей анизотропии.

При анализе магнитных свойств наногранулированных конпозитов металл-диэлектрик в диапазоне составов, где наблюдается магнеступорядоченная структура, можно выделить три области концентраций, структурные особенности которых определяют магнитное поведение гетерогенной системы. В районе порога протекания свойства определяются изолированными ферромагнитными гранулами и кластерами, между которыми существует диполь-дипольное взаимодействие с энергией большей, чем фононная энергия кТ. Этот диапазон концентраций характеризуется большой дисперсией локальных полей анизотропии и парное упорядочение атомов аморфного сплава не является определяющим в формировании неоднородностей магнитной структуры. За порогом протекания структура конпозитов характеризуется наличием трехмерной сетки соприкасающихся гранул, между атомами которых существует обменное взаимодействие. Этот концентрационный диапазон характеризуется меньшей дисперсией осей анизотропии и появляется возможность управлять магнитными свойствами при проведении термомагнитной обработки конпозита за счет релаксационных процессов парного упорядочения атомов аморфной фазы. Увеличение содержания аморфного ферромагнитного сплава в конпозите приводит к формированию объемной магнитной фазы с включениями диэлектрических областей. Атомы в этом случае связаны между собой обменным взаимодействием. Эта область концентраций характеризуется невысокой дисперсией полей анизотропии и механизм формирования магнитной анизотропии за счет парного упорядочения атомов в аморфном металлическом сплаве становится определяющим. В многослойных структурах суперпарамагнетик-полупроводник при толщине полупроводниковой прослойки, когда островковая пленка превращается в сплошную, наблюдается переход гетерогенной системы от суперпарамагнитного состояния к ферромагнитному упорядочению, электрическая проводимость возрастает на несколько порядков, а магнитосопротивление спадает до нуля. Для объяснения наблюдаемого упорядочения магнитных моментов гранул суперпарамагнитных слоев предложено два возможных механизма: увеличение температуры бифуркации в многослойных структурах к температурам выше комнатной, и возникновение сильного обменного взаимодействия между изолированными ферромагнитными гранулами ферромагнетика через электроны проводимости полупроводника.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект N 13-02-97511).

MAGNETIC PROPERTIES OF NONSTOICHIOMETRIC SiMn ALLOYS

Rylkov V.V.^{1,2,3*}, Perov N.S.⁴, Bugaev A.S.^{2,5}, Novodvorskii O.A.⁶, Tugushev V.V.^{1,7}, Kulatov E.T.⁷, Zenkevich A.V.^{5,8}, Semisalova A.S.⁴, Nikolaev S.N.¹, Shorokhova A.V.⁶, Aver'yanov D.V.¹, Chernoglazov K.Yu.¹, Gan'shina E.A.⁴, Novikov A.I.⁴, Zhou S.⁹, Granovsky A.B.⁴

¹ NRC "Kurchatov Institute", 123182 Moscow, Russia

² Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS, 141190 Fryazino, Russia

³ Institute of Theoretical and Applied Electromagnetics RAS, 125412 Moscow, Russia

⁴ Faculty of Physics, Lomonosov MSU, 119991 Moscow, Russia

⁵ Moscow Institute of Physics and Technology, 141700 Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

⁶ Institute on Laser and Information Technologies RAS, 140700 Shatura, Moscow region, Russia

⁷ Prokhorov General Physics Institute RAS, 119991 Moscow, Russia

⁸ National Research Nuclear University "MEPhI", 115409 Moscow, Russia

⁹ Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, D-01314 Dresden, Germany

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

We report on the comprehensive study of structural, magnetic, magneto-optical and transport properties of $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ alloys ($x \approx 0.52-0.55$). Stoichiometric MnSi alloys are ferromagnetics with Curie temperature ~ 30 K, while the nonstoichiometric $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.52-0.55$) were shown to be ferromagnetic at room-temperature [2,3]. Previously we have shown that deviations in composition of films near the stoichiometry lead to a drastic change in transport and magnetic properties of such films.

$\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ films 60–70 nm thick with various Mn ($x \approx 0.52-0.55$) content were deposited on Al_2O_3 (0001) substrates using the pulsed laser deposition (PLD) method. Magnetometry shows the good homogeneity of the film magnetization, the saturation magnetic moment at low temperatures is well described by Bloch law. The presence of different phases with Curie temperature 230 K and 490 K was revealed for $x \approx 0.55$. TKE and AHE experimental data were found to be in good correspondence with magnetic properties.

We discuss the recent results of detailed comparative study of produced films and analyze the origin of ferromagnetic behaviour, supposing that formation of localized magnetic moments due to nonstoichiometry and their exchange coupling lead to ferromagnetic ordering.

Partly supported by the RFBR (grant No. 13-07-12087, 13-07-00477, 14-07-00688) and DFG grant for initializing an international cooperation (ZH 225/4-1).

[1] S. Zhou and H. Schmidt, *Materials*, V. 3, P. 5054-5082 (2010).

[2] V.V. Rylkov, S.N. Nikolaev et al., *JETP Letters*, V. 96, I. 4, P. 255-262 (2012).

[3] V.V. Rylkov, E.A. Ganshina, O.A. Novodvorskii et al., *Europhys. Lett.*, V. 103, P. 57014 (2013).

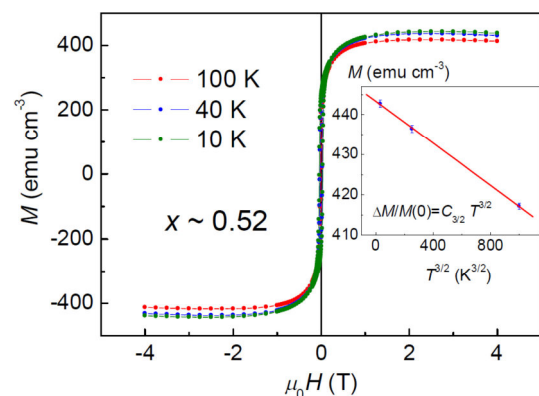


Fig.1. Field dependence of magnetization of $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ film on Al_2O_3 substrate ($x \approx 0.52$) at $T = 100, 40$ и 10 K. Inset: M vs. $T^{3/2}$ dependence.

СКЕЙЛИНГ И ЗАКОН ПРИБЛИЖЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ К НАСЫЩЕНИЮ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Комогорцев С.В.*, Исхаков Р.С.

Институт физики СО РАН, Красноярск, Россия

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

Исследование кривых приближения намагниченности к насыщению (ПНН) в материалах состоящих из частиц со случайно ориентированными осями легкого намагничивания позволяет определять энергию магнитной анизотропии усредненную на масштабах порядка размера частицы, зерна либо кристаллита. К таким материалам относятся поли- и нанокристаллические сплавы, аморфные сплавы, наногранулированные композиты и порошковые материалы. Хорошо известные методы измерения магнитной анизотропии, такие как ферромагнитный резонанс либо измерение кривых намагничивания вдоль основных осей симметрии дают сведения о магнитной анизотропии в масштабе всего образца. В этой связи, для перечисленных макроскопически изотропных материалов метод ПНН является центральным в изучении энергии локальной магнитной анизотропии.

В последние десятилетия было показано, что исследования ПНН в наноструктурированных ферромагнитных материалах дают информацию не только о константе локальной магнитной анизотропии, но также и о размере области ее локализации, магнитной анизотропии усредненной на магнитной корреляционной длине и самой магнитной корреляционной длине. Теоретическими и экспериментальными исследованиями в рамках модели случайной магнитной анизотропии было установлено, что магнитная корреляционная длина уменьшается с возрастанием внешнего магнитного поля. Таким образом, исследования кривых ПНН также дают информацию о магнитной анизотропии материала, локализованной в широком диапазоне масштабов и, таким образом, позволяют изучать размерность неоднородностей анизотропии либо размерность обменно-коррелированных магнитных доменов.

В докладе будут приведены примеры исследования и характеристики магнитной анизотропии и магнитных корреляций нанокристаллических сплавов $Fe_{73.5}CuNb_3Si_{13.5}B_9$, $Fe_{73}CuNb_3Si_{16}B_7$, $Fe_{64}Co_{21}B_{15}$ с помощью метода ПНН. Метод состоит в фитинге экспериментальных кривых $M(H)$ с помощью теоретических выражений для ПНН либо в идентификации промежуточных степенных асимптотик на зависимости дисперсии намагниченности от внешнего поля с использованием двойных логарифмических координат.

Предложен метод обработки экспериментальных данных позволяющих достоверно регистрировать промежуточные асимптотические участки на зависимости $M(H)$. Показано, что смена асимптотических режимов на $M(H)$ в эксперименте происходит значительно быстрее, чем это предсказывают выражения полученные с помощью теории возмущений. Предложено новое выражение для закона приближения намагниченности к насыщению полученное на основе скейлинговых оценок, которое дает достаточно резкий кроссовер между асимптотическими степенными режимами на зависимости $M(H)$ и т.о. может быть использовано для достоверного фитинга кривых приближения намагниченности к насыщению. Будут приведены примеры такого фитинга, показывающие хорошее качество согласия теоретических выражений и экспериментальных кривых $M(H)$.

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ПАРАМЕТРЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ $\text{SmCr}_3(\text{VO}_3)_4$

Добрецова Е.А.¹, Болдырев К.Н.¹, Малкин Б.З.²

¹*Институт спектроскопии РАН, 142190 г. Москва, г.Троицк, Россия*

²*Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008, Казань, Россия*

**e-mail: elena-dobrecova@yandex.ru*

Редкоземельные (РЗ) бораты с общей формулой $RM_3(\text{VO}_3)_4$ ($R = \text{Y, La-Lu}$; $M = \text{Al, Ga, Fe, Cr, Sc}$), имеют тригональную структуру типа хантита (пространственная группа $R32$ [1], а также моноклинные модификации $C2/c$ [2] и $C2$ [3]). Наиболее известными представителями этого семейства являются алюмобораты ($M = \text{Al}$). Они сочетают хорошие люминесцентные и ярко выраженные нелинейные оптические свойства, характеризуются малым концентрационным тушением, химической стойкостью, механической прочностью и относятся к материалам нового поколения для лазеров с самоудвоением частоты и самосмещением частот [4].

РЗ ферробораты $R\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$, лишь сравнительно недавно полученные в виде больших монокристаллов хорошего оптического качества, обладают богатыми магнитными свойствами, что обусловлено наличием двух взаимодействующих магнитных подсистем (РЗ и железа). Кроме того, как было недавно установлено, РЗ ферробораты принадлежат к новому классу мультиферроиков [5-8], соединений, обладающих как ферромагнитными, так и сегнетоэлектрическими свойствами. В связи со сказанным, представляет интерес исследование боратов с другим магнитным ионом – хромом. В настоящий момент свойства РЗ хромовых боратов изучены мало. Рентгеноструктурные исследования и исследования в средней ИК области спектра показали, что структура этих соединений может описываться как тригональной пространственной группой $R32$, так и её моноклинной политипной модификацией $C2/c$. [9-10]

Кристаллы самариевого хромового бората были получены методом спонтанной кристаллизации из растворов-расплавов на основе тримolibдата калия $\text{K}_2\text{Mo}_3\text{O}_{10}$. Кристаллы тёмно-зелёного цвета, с чёткой огранкой, имели размер до 1 мм^3 . Регистрация спектров пропускания в широком спектральном и температурном диапазонах проводилась на ориентированных монокристаллических образцах с использованием фурье-спектрометра Bruker IFS 125 HR. Исследуемые образцы охлаждались вплоть до температуры 3.5 К в оптическом криостате замкнутого гелиевого цикла Cryomech ST 403.

По низкотемпературным спектрам пропускания кристалла $\text{SmCr}_3(\text{VO}_3)_4$ области $1800\text{-}12000 \text{ см}^{-1}$ удалось установить, что первый возбуждённый штарковский уровень основного состояния ${}^6\text{H}_{15/2}$ имеет энергию 139 см^{-1} , второй – 215 см^{-1} .

Таблица 1. Параметры кристаллического поля

p	q	$B_q^p (\text{см}^{-1})$	
2	0	502	464
4	0	-1048	-1096
4	-3	575	614.7
6	0	432	402
6	-3	87	92.4
6	6	290	309.5

Кристаллическое поле в позициях Sm^{3+} с точечной симметрией D_3 в декартовой системе координат с осями z и x , направленными соответственно вдоль кристаллографических осей c и a (последняя является осью симметрии C_2), может быть описано шестью независимыми действительными параметрами B_q^p ($p = 2, 4, 6$; $p \geq q = 0, -3, 6$). В таблице 1 представлены параметры кристаллического поля Sm^{3+} .

Ниже температуры 7.0 К в спектральной области 6000-6800 см^{-1} наблюдается расщепления спектральных линий. Эта область соответствует низкотемпературным спектрам поглощения на нижний штарковский уровень мультиплета ${}^6F_{1/2} + {}^6F_{3/2} + {}^6H_{15/2}$. В отсутствие магнитного упорядочения в этой области при низких температурах имеется одна спектральная линия (что наблюдалось достоверно в ферроборате самария $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [11], где общий вид спектра практически тождественен таковому для $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$). В магнитном поле такая линия должна расщепиться максимум на четыре компоненты, две из которых “вымерзают” при понижении температуры из-за опустошения верхней компоненты кramerсовского дублета.

Процесс уменьшения заселенности уровней при понижении температуры, описываемый распределением Больцмана, достаточно плавный. Однако с понижением температуры в районе температуры 4.4 - 4.0 К в спектрах поглощения наблюдается скачкообразное изменение характера расщепления многих спектральных линий, а также их сужение.

Наличие скачкообразного изменения спектра в кристалле $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$, характерных для фазового перехода первого рода, обусловлено, вероятно, спин-переориентацией магнитных моментов ионов Cr^{3+} (как это наблюдалось для подсистемы Fe^{3+} , например, в $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [12] или $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [13]) или связано с магнитным упорядочением подсистемы ионов Sm^{3+} , а возможно, и с тем, и с другим одновременно.

Исследование температурной зависимости теплоемкости кристаллов $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$ позволило уточнить температуры и других фазовых переходов. При температуре ниже 10 К в теплоемкости наблюдается целая серия пиков. Пик при 4.3 К характерен для фазового перехода первого рода. Особенности, наблюдаемые на температурной зависимости теплоемкости при 7.8 К, а затем 6.7 К имеют характер фазовых переходов второго рода, которые соответствуют, предположительно, вначале антиферромагнитному упорядочению подсистемы Cr^{3+} , а затем переходу кристалла в сегнетоэлектрическое состояние. Полученные данные дают основание говорить о самариевом хромовом борате как о новом мультиферроике.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (Грант № 14-12-01033).

[1] N.I. Leonyuk, L.I. Leonyuk, *Progr. Cryst. Growth Charact.* V. 31, P. 179 (1995).

[2] E.L. Belokoneva et al., *Soviet Physics Doklady.* V. 25, P. 948 (1980).

[3] Е.Л. Белоконева и др., *Докл. Акад. наук СССР.* Т. 261, No 2, С. 361 (1981).

[4] D. Jaque, *J. of Alloys and Compounds.* V. 323-324, P. 312 (2001).

[5] А.К. Звездин и др., *Письма в ЖЭТФ.* Т. 81, С. 272 (2005).

[6] А.К. Звездин и др., *Письма в ЖЭТФ.* Т. 83, С. 509 (2006).

[7] А.М. Кадомцева и др., *Письма в ЖЭТФ.* Т. 87. С. 45 (2008).

[8] А.А. Мухин и др., *Письма в ЖЭТФ.* Т. 93, No 5. С. 305 (2011).

[9] В.С. Куражковская и др., *Журн. структ. хим.* Т. 49, No 6. С. 1075 (2008).

[10] В.С. Куражковская и др., *Журн. структ. хим.* Т. 52, No 4. С. 721 (2011).

[11] E.P. Chukalina et al., *Phys. Lett. A.* V. 374, No 15–16. P. 1790 (2010).

[12] R.Z. Levitin et al., *Письма в ЖЭТФ.* Т. 79, No 9-10. С. 531 (2004).

[13] C. Ritter et al., *J. Phys.: Condens. Matter.* V. 20, P. 365209 (2008).

РОЛЬ СТРУКТУРНЫХ ФАКТОРОВ В ФОРМИРОВАНИИ ХИРАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ РЕШЕТКИ СОЛИТОНА В $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$

Волкова Л. М

ИХ ДВО РАН, 690022 Владивосток, Россия

e-mail: volkova@ich.dvo.ru

В этой работе мы попытались детально выявить роль структурных факторов в возникновении солитона в слоистом интеркалате $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$. Выбор этого кристалла для наших исследований связан с тем, что в нем были обнаружены самоорганизующиеся спиновые спирали, закрученность которых регулируется магнитным полем [1]. Согласно [2] это открывает удивительные возможности для использования молекулярного магнетизма при создании магнитоуправляемых хиральных нанообъектов и конструирования на их основе трехмерной памяти будущего.

Кристаллическую решетку магнитных ионов Cr^{3+} в $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ составляют вставленные друг в друга тригональные призмы. Мы рассчитали [3] на основе структурных данных знак и силу магнитных взаимодействий (J_n) в $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ не только между ближайшими соседями, но и на длинных расстояниях, так как в данном случае они играют решающую роль. Оказалось, что левовращающие (left-handed) спиновые спирали в $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ образованы из доминирующих по силе при низкой температуре AFM взаимодействий между треугольными плоскостями ионов Cr^{3+} через плоскость вдоль только одной из двух кристаллографически эквивалентных диагоналей боковых граней тригональных призм. Эти спирали ориентированы вдоль оси c и упакованы в двумерные треугольные решетки в плоскостях, которые перпендикулярны направлению спиралей и лежат одна над другой со сдвигом. Конкуренция этих AFM спиралей с более слабыми межспиральными AFM взаимодействиями может способствовать возникновению длиннопериодической спиральной спиновой структуры. Предполагается, что в этом случае роль взаимодействия Дзяложинского Мория [4] заключается в окончательном упорядочении и стабилизации хиральных спиновых спиралей в хиральную магнитную решетку солитона.

Рассмотрена возможность возникновения солитонов в интеркалатах $\text{M}_{1/3}\text{NbX}_2$ и $\text{M}_{1/3}\text{TaX}_2$ ($\text{M} = \text{Cr}, \text{V}, \text{Ti}, \text{Rh}, \text{Ni}, \text{Co}, \text{Fe}$ и Mn ; $\text{X} = \text{S}$ и Se). Два важных фактора, обусловленные кристаллической структурой, - доминирующие хиральные магнитные спирали и их конкуренция с более слабыми межспиральными взаимодействиями, не разрушающая квазиодномерность системы, могут быть использованы для кристаллохимического поиска магнитных солитонов. Поэтому только в соединениях $\text{Cr}_{1/3}\text{TaS}_2$, $\text{V}_{1/3}\text{TaS}_2$, $\text{V}_{1/3}\text{NbS}_2$, $\text{Ti}_{1/3}\text{NbS}_2$, $\text{Cr}_{1/3}\text{NbSe}_2$ и $\text{Cr}_{1/3}\text{TaSe}_2$, где доминирующая роль принадлежит AFM J_6 связываниям левовращающих спиралей, а связывания между спиральями являются слабыми, мы ожидаем возникновения солитонов, подобных существующим в $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$.

Работа поддерживается грантом 12-1-П8-05 Президиума РАН.

[1] Y. Togawa et al. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 107202 (2012).

[2] S. S. P. Parkin et al. *Science* **320**, 190 (2008).

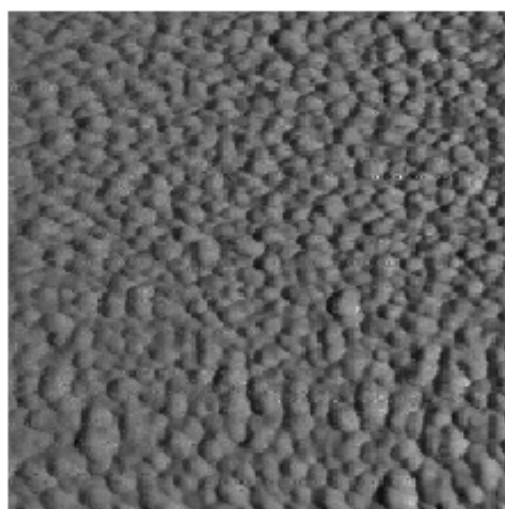
[3] L. M. Volkova et al. *J. Supercond.* **18**, 583 (2005); e-print arXiv:1406.3729 (2014).

[4] I. J. Dzyaloshinsky, *Phys. Chem. Sol.* **4**, 241 (1958); T. Moriya, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 228 (1960).

Кумуленовая структура отражена полосами поглощения при 1950 cm^{-1} (очень сильная) и 1070 cm^{-1} (средней интенсивности). Полоса поглощения в области 1600 cm^{-1} связана с фундаментальной полосой поглощения для кумуленовой формы карбина (регулярные зигзаги с линейными фрагментами из 4 атомов углерода).

В спектрах резонансного комбинационного рассеяния света рис. 2 наблюдаются две линии в области 1645 и 2145 cm^{-1} , соответствующие валентным колебаниям кумуленовых связей $=C=C=C=C=$ углеродных цепей.

Рассмотрено взрывоподобное испарение фуллереновой смеси в вакууме [3,4] $\sim 10^{-2}$ Па, путем сведения за время 0,1-1 с трубчатого пучка электронов мощностью $\sim 1\text{ kW}$ в пятно. Сравнительный анализ спектров комбинационного рассеяния и электронных спектров поглощения исходного порошка фуллереновой смеси и конденсата паров показал, что испарение фуллеренов C_{60} и C_{70} происходит без разрыва C-C ковалентных связей. На рис. 3 приведена микрофотография поверхности полученного покрытия (сканирующий туннельный микроскоп Solver P47), на которой наблюдаются регулярные сферические образования (глобулы).



500 nm

Покрyтия, полученные по данной методике, растворяются в неполярных растворителях. Анализ КР-спектров (КР-спектрометр RFS 100) показал, что как исходный порошок, так и полученные пленки имеют все полосы колебаний молекул фуллеренов. В спектре комбинационного рассеяния полученного покрытия наблюдаются наиболее интенсивные линии фуллеренов C_{60} (495 cm^{-1} , 1468 cm^{-1}) и C_{70} (271 cm^{-1}), что подтверждает их присутствие.

Рис. 3. Микрофотография рельефа поверхности покрытия фуллерена

Разработан компактный источник ионов газов, паров и ионов углерода [5-7]. Распыляемая ионами аргона с энергией до 10 keV плоская мишень (графит) диаметром 6 mm , устанавливается на дне изолированного от нее полого катода. Плотность потока ионов из катодной плазмы достигает 100 mA/cm^2 при ускоряющем напряжении до 10 kV и токе разряда $0,2-0,5\text{ A}$. Пучок, содержащий ионы плазмообразующего газа и пара, извлекается через канал в отражательном катоде. Вместе с ионами выходит часть пара распыляемой мишени, поток которого достаточен для нанесения наноструктурированных слоев углерода со свойствами алмаза на лезвийные и острийные объекты со скоростью $\sim 0,03\text{ nm/s}$. Доля ионов углерода в извлекаемом пучке составляет $0,05-0,10$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-08-98000-р_сибирь_a) и Программы фундаментальных исследований СО РАН (проект № П.9.3.1).

- [1] А.П. Семенов. Пучки распыляющих ионов: получение и применение. Изд-во Бурятского научного центра СО РАН, Улан-Удэ: 1999. 207 с.
- [2] А.П. Семенов, Н.Н. Смирнягина. Неорганические материалы. Т.34. N8. С.982-985 (1998).
- [3] А.П. Семенов А.П., И.А. Семенова, Г.Н. Чурилов. Известия высших учебных заведений. Физика. Т. 57. № 3/3. С. 253-258 (2014).
- [4] А.П. Семенов, И.А. Семенова, Н.В. Булина, А.С. Крылов, Г.Н. Чурилов, А.А. Семенова. Письма в Журнал технической физики. Т. 31. Вып. 23. С.89-94 (2005).
- [5] А.П. Семенов, И.А. Семенова. Приборы и техника эксперимента. № 3. С. 139-143 (2010).
- [6] А.П. Семенов. Журнал технической физики. Т. 75. Вып. 4. С. 42-47 (2005).
- [7] А.П. Семенов, И.А. Семенова. Журнал технической физики. Т. 75. Вып. 4. С. 48-52 (2005).

ВОДНЫЕ СУСПЕНЗИИ НА ОСНОВЕ НАНОЧАСТИЦ МАГГЕМИТА, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ИСПАРЕНИЯ: ФОКУС НА БИОПРИЛОЖЕНИЯ

Новоселова Ю.П.^{1*}, Саматов О.М.², Сафронов А.П.^{1,2}, Бекетов И.В.^{1,2}, Мурзакаев А.М.²,
А.И. Медведев¹, Курляндская Г.В.^{1,3}, Денисова Т.П.⁴, Зарубина К.В.⁴, L. Lezama³

¹Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, Россия

²Институт электрофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург, Россия

³University of Basque Country UPV-EH, 48940, Leioa, Spain

⁴ФГБОУ ВПО "Иркутский государственный университет, 664011, Иркутск, Россия

*e-mail: novoselovajp@gmail.com

Магнитные наночастицы (МНЧ) широко используются в таких биоприложениях, как магнитная сепарация, доставка лекарств, магнитно-резонансная томография, гипертермия и магнитное биодетектирование [1-2]. Одно из важных требований настоящего момента, без выполнения которого широкое внедрение МНЧ в практику биоприложений не представляется возможным – это получение больших по объему партий наночастиц с узким распределением по размерам [3]. Метод лазерного испарения позволяет производить большие партии наночастиц оксидов железа (порядка 100 г), на основе которых удастся получить самостабилизированные водные суспензии и водные суспензии с добавлением электростатических стабилизаторов [4].

В настоящей работе сферические МНЧ оксида железа были получены методом лазерного испарения. Для испарения мишени использовался волоконный иттербиевый лазер с длиной волны излучения 1,07 мкм. МНЧ, получаемые таким методом, имеют тенденцию к агрегированию, из-за чего необходим выбор определенных условий для того, чтобы в процессе конденсации из газовой фазы не было существенного образования несферических грубых агрегатов. Изменение параметров лазерного излучения (f -частота импульсов излучения; t - длительность импульса излучения; P -средняя мощность излучения) позволило получить материалы с разной стехиометрией. Ультразвуковое деагрегирование МНЧ было проведено на процессоре Cole-Palmer CPX-750 при средней выходной мощности 300 Ватт. Для выделения тонкой фракции с узким распределением по размерам МНЧ прошли центрифугирование на приборе Hermle Z383 при 15 000 об/мин. Рентгенофазовый анализ (РФА) был выполнен на дифрактометре DISCOVER D8 (Bruker), оснащенном медной трубкой Cu-K α с $\lambda=0,15418$ нм. РФА и дополнительные методы химического анализа позволили определить, что МНЧ обладают структурой обратной шпинели с различной степенью стехиометрии. По изображениям, полученным с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) JEM 2100 (JEOL) были построены функции распределения по размерам для МНЧ всех типов и рассчитаны средние размеры МНЧ. Средние размеры полученных МНЧ были также определены с помощью уравнения Дебая-Шеррера из полученных дифракционных спектров. Магнитные свойства МНЧ были исследованы на СКВИД-магнитометре MPMS XL7. Образцами являлись МНЧ оксида железа различной стехиометрии и водные суспензии на их основе. По результатам измерений петель гистерезиса при температурах 300 К, 150 К, 50 К и 5 К были получены полевые и температурные зависимости намагниченности.

Таблица 1. Условия получения и некоторые характеристики МНЧ и суспензий на их основе. С – концентрация водных суспензий; M_s - намагниченность насыщения ; H_c - коэрцитивная сила

Образец	f, кГц	t, мкс	P, Вт	Газ	Стехиометрия	Размер ПЭМ, нм	Размер РФА, нм	M_s (300К), эму/г	H_c , кЭ		С, г/л
									5К	300 К	
2161	5	60	180	N_2+O_2	$Fe_{2,67}O_4$	12 (3)	10 (3)	21	0,61	0,00	14.5
2473	2	100	200	воздух	$Fe_{2,72}O_4$	9(2)	9(2)	29	0,61	0,03	5.0
2477	2	50	95	Ar	$Fe_{2,84}O_4$	13(3)	12(3)	52	0,46	0,01	4.4
2479	2	100	210	Ar	$Fe_{2,79}O_4$	16(3)	15(3)	65	0,42	0,04	3.5
2480	2	200	430	Ar	$Fe_{2,75}O_4$	23(5)	18(5)	68	0,37	0,06	1.7

В случае образца 2161 ансамбли деагрегированных МНЧ самостабилизировались в водной среде без добавления электростатического стабилизатора, цитрата натрия, который применялся при подготовке других суспензий. Самостабилизированные водные суспензии на основе МНЧ 2161 были использованы для проверки токсичности в случае культур черных и красных дрожжей, выделенных из зоны Байкальского региона. Черные дрожжи вида *Exorhiala nigrum* и красные дрожжи (мутантный штамм черных дрожжей) представляют собой одноклеточные организмы, хорошо поддающиеся культивации в лабораторных условиях [5]. В клетки дрожжей через питательную среду (жидкую или гелеобразную) вводились МНЧ в виде суспензий. Наряду с контрольной группой наблюдались скорость роста и внешний вид колоний, а также с помощью ПЭМ JEOL JEM 2100 и сканирующей электронной микроскопии Hitachi S-4800 была исследована морфология клеток. По результатам исследований можно сделать предварительное заключение о низкой токсичности синтезированных МНЧ. Ферромагнитный резонанс высушенных образцов клеток, выращенных на питательной среде с МНЧ, был исследован на стандартном микроволновом спектрометре ER 049X, рабочая частота 9,5 ГГц. В клетках черных дрожжей, выращенных на геле с МНЧ, был обнаружен электронный парамагнитный резонанс, который говорит о наличии свободного радикала. Данный резонанс отсутствовал в образцах черных дрожжей, выращенных в жидкой среде. Можно предположить, что высокая концентрация МНЧ оксида железа в случае адсорбции их клеточными структурами может привести к компенсации свободных радикалов.

This work was supported by a grant CRDF – UB RAS RUE2-7103-EK-13 from the U.S. Civilian Research & Development Foundation (CRDF Global) with funding from the United States Department of State. The opinions, findings and conclusions stated herein are those of the author(s) and do not necessarily reflect those of CRDF Global or the United States Department of State. Selected measurements were performed at SGIker services of UPV-EHU.

References

- [1] Q.A Pankhurst., J.Connolly, S.K.Jones, and J. Dobson, J. Phys. D Appl. Phys. V. 36, N 13 P. R167-R181 (2003).
- [2] G.V. Kurllyandskaya, J. Magn. Magn.Mater. V. 321, P. 659-662 (2009).
- [3] J. H. Grossman and S. E. McNeil, Physics Today, 38 (August, 2012)
- [4] A.P Safronov., I.V. Beketov, S.V.Komogortsev, G.V.Kurllyandskaya, A.I. Medvedev, D.V. Leiman, A. Larranaga, and S.M. Bhagat, AIP Advances V.3, 052135-1- 052135-18 (2013)
- [5] И.П. Бабьева, И.Ю. Чернов, Биология дрожжей (М, МГУ им. М.В. Ломоносова, 2004).

ИМПЕДАНС ЛИТОГО АМОРФНОГО МАГНИТОМЯГКОГО УПРУГОДЕФОРМИРОВАННОГО МИКРОПРОВОДА

Семиров А.В., Васюхно Н.В., Кудрявцев В.О., Моисеев А.А., Букреев Д.А.

Восточно-Сибирская государственная академия образования, 664011, Иркутск, Россия

e-mail: semirov@igpu.ru

Одним из аспектов определяющих тип и параметры сенсора на основе аморфных и нанокристаллических магнитомягких проводников является отклик их импеданса на внешнее деформирующее воздействие. Наличие стеклянной оболочки у магнитомягкого микропровода приводит к ряду особенностей влияния растягивающих напряжений на их высокочастотный импеданс.

Изучено влияние упругой деформации растяжения микропроводов состава $\text{Fe}_{5,2}\text{Co}_{69,1}\text{Ni}_{14,8}\text{Si}_{9,9}$ на их импеданс. Константа магнитострикции насыщения образцов λ_s составляла $\sim 10^{-7}$. Исследовались микропровода в стеклянной оболочке, а также провода, у которых оболочка была полностью удалена методом химического травления. Диаметр металлической жилы микропроводов составлял 17 мкм. Толщина стеклянной оболочки образцов – 3,5 мкм. Микропровода прошли предварительную термообработку при температуре 130 °С в течение 8 часов. Импеданс измерялся с помощью анализатора импеданса Agilent 4294А в интервале частот переменного тока от 0,1 МГц до 80 МГц при действующем значении силы тока 1 мА. Внешняя сила, вызывающая деформацию растяжения провода, варьировалась в диапазоне (0,02 – 0,3) Н. Исследования проводились в температурном диапазоне (25÷100) °С. Все изменения импеданса были обратимы.

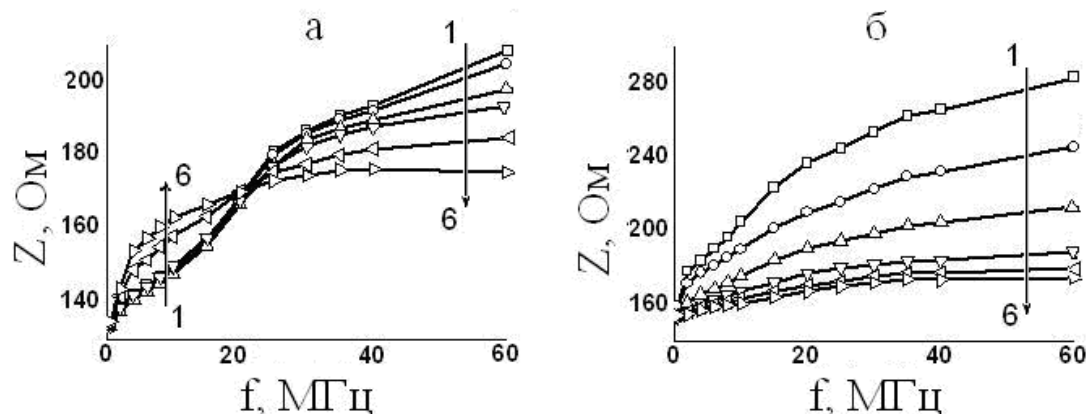


Рис. 1. Зависимости импеданса Z от частоты f переменного тока для микропровода со стеклянной оболочкой (а) и микропровода со стравленной стеклянной оболочкой (б) при разных значениях растягивающей силы: зависимости 1 соответствует сила 0,02 Н; 2 – 0,05 Н; 3 – 0,1 Н; 4 – 0,15 Н; 5 – 0,25 Н; 6 – 0,3 Н.

Обнаружен узкий частотный диапазон (21 ÷ 23) МГц в котором отклик импеданса микропровода со стеклянной оболочкой на внешнее растягивающее воздействие минимален. В диапазоне частот от 0,1 МГц до 21 МГц с ростом растягивающей силы величина импеданса Z увеличивается. На частотах выше 23 МГц при увеличении растягивающих напряжений Z уменьшается. Данная частотная зависимость характера влияния растягивающих напряжений на Z микропровода в стеклянной оболочке свойственна всему диапазону исследованных температур.

В микропроводе со стравленной стеклянной оболочкой с ростом растягивающих напряжений величина импеданса уменьшается во всем частотном диапазоне.

ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ NdFe₃(BO₃)₄ и PrFe₃(BO₃)₄: НАБЛЮДЕНИЕ НОВЫХ ЭФФЕКТОВ В THz-ДИАПАЗОНЕ

Болдырев К.Н.^{1*}, Попова М.Н.¹, Станиславчук Т.Н.²

¹Институт спектроскопии Российской академии наук, 142190, Москва, Россия

²Department of Physics, New Jersey Institute of Technology, 07102, Newark, NJ, USA

*e-mail: kn.boldyrev@gmail.com

Редкоземельные ферробораты с общей формулой $RFe_3(BO_3)_4$ ($R = Y, La-Lu$;) имеют тригональную нецентросимметричную структуру [1], характерной особенностью которой является наличие спиральных цепочек – Fe – O – Fe – вдоль кристаллографической оси c . Серия проведенных ранее исследований показала, что в таких кристаллах наблюдается антиферромагнитное упорядочение подсистемы железа при температурах около 40 К с проявлениями низкоразмерного магнетизма. В ряде ферроборатов наблюдался гигантский магнито(ди)электрический эффект, и было показано, что данные соединения относятся к новому классу мультиферроиков [2,3]. Известно также, что ферробораты с редкоземельными ионами, находящимися в периодической таблице элементов правее Sm, претерпевают фазовый переход из тригональной структуры с пространственной группой симметрии $R32$ в более низкосимметричную, но также тригональную структуру $P3_121$.

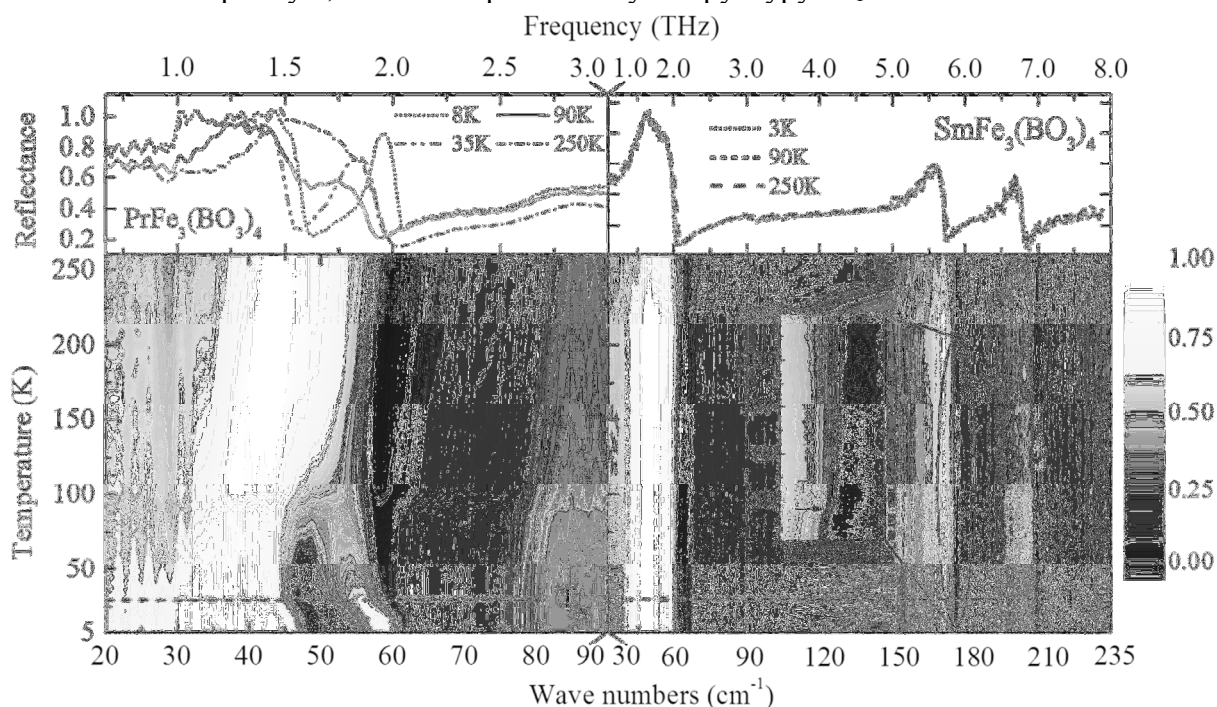


Рис. 1. Спектры отражения кристаллов PrFe₃(BO₃)₄ и SmFe₃(BO₃)₄ в терагерцовом диапазоне.

В данной работе проведено исследование ферроборатов, которые не имеют структурного фазового перехода, а именно PrFe₃(BO₃)₄, NdFe₃(BO₃)₄ и SmFe₃(BO₃)₄. Для исследования магнитоупругих свойств и вероятных проявлений электрон-фононного взаимодействия был проведен анализ спектров пропускания, отражения и эллипсометрии терагерцовых волн (20 – 200 см⁻¹) в широком интервале температур (4 – 350 К). Наблюдаемые спектры сравнивались с данными по EuFe₃(BO₃)₄, полученными в нашей предыдущей работе [5], где впервые методами терагерцовой спектроскопии было обнаружено спин-решеточное взаимодействие в ферроборатах.

Во всех исследуемых соединениях наблюдались проявления магнитоупругих свойств. Так, особенность в положении частоты фонона при температуре Нееля видна на вставке Рис.1 для $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$. В кристалле $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ с изменением температуры наблюдаются сильная перенормировка частот A_2 фонона около 1.5 ТГц (50 cm^{-1}) и электронного возбуждения в том же диапазоне, а также перераспределение интенсивностей между этими двумя возбуждениями. Эти эффекты объясняются электрон-фононным взаимодействием и формированием связанных электрон-фононных мод. Магнитное упорядочение приводит к драматическим изменениям в спектрах в области частот связанных электрон-фононных возбуждений. Моделирование температурного хода их частот (см. рис. 2), проведенное с использованием полученных ранее данных по электронным спектрам $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$, позволило получить значение константы электрон-фононного взаимодействия [5]. Впервые наблюдалось TO-LO расщепление квази-электронного уровня Pr^{3+} [5].

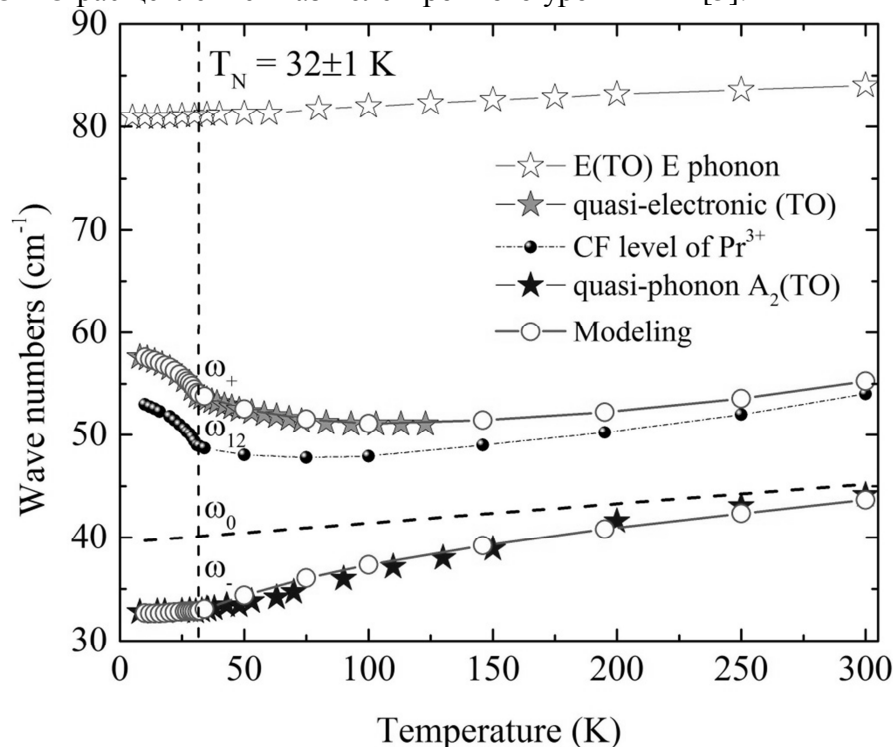


Рис. 2. Моделирование взаимодействия электронного уровня Pr^{3+} с фононом A_2 в $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$.

В $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ также наблюдается значительное электрон-фононное взаимодействие: электронный уровень Nd^{3+} (65 cm^{-1}) расталкивает фононы A_2 (50 cm^{-1}) и E (90 cm^{-1}) [6]. В $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ электрон-фононного взаимодействия не наблюдается вследствие отсутствия электронных уровней в исследуемом спектральном диапазоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (Грант № 14-12-01033).

[1] J.A. Campá, C. Cascales, E. Gutierrez-Puebla, M.A. Monge, I. Rasines, C. Ruíz-Valero, Chem. Mater. **9**, 237 (1999).

[2] A.E. Zvezdin, S.S. Krotov, A.M. Kadomtseva, G.P. Vorob'ev, Yu.F. Popov, A.P. Pyatakov, L.N. Bezmaternykh, E.A. Popova, JETP Lett. **81**, 272 (2005).

[3] A.M. Kadomtseva, Yu.F. Popov, G.P. Vorob'ev, A.P. Pyatakov, S.S. Krotov, K.I. Kamilov, J. Low Temp. Phys. **36(6)**, 640 (2010).

[4] K.N. Boldyrev, T.N. Stanislavchuk, S.A. Klimin, M.N. Popova, L.N. Bezmaternykh, Phys. Lett. A. **376**, 2562 (2012).

[5] K.N. Boldyrev, T.N. Stanislavchuk, A.A. Sirenko, L.N. Bezmaternykh, M.N. Popova, arXiv:1402.0434 [cond-mat.mtrl-sci] (2014).

[6] M.N. Popova, K.N. Boldyrev, S.A. Klimin, T.N. Stanislavchuk, A.A. Sirenko, L.N. Bezmaternykh, J. Magn. Magn. Mat. (in press) (2014).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТОАКТИВНОГО ЭЛАСТОМЕРА

Степанов Г.В.^{1*}, Борин Д.Ю.², Перов С.В.², Стороженко П.А.¹

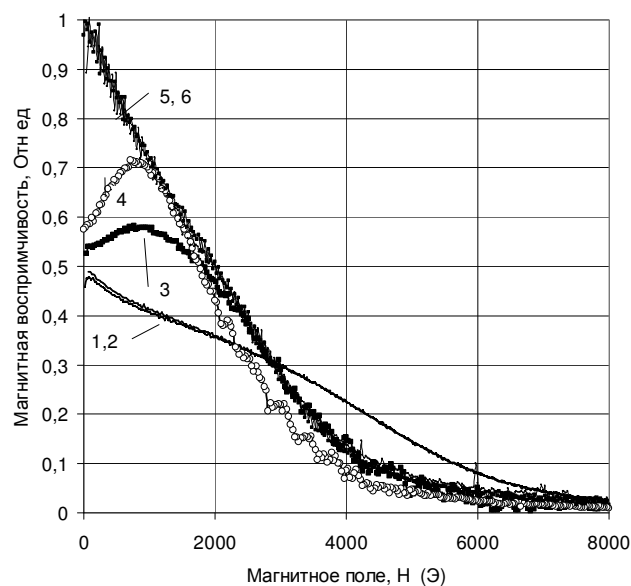
¹ Государственный научно-исследовательский институт химии и технологии
элементоорганических соединений. 105118 Москва, Россия.

² Московский государственный университет, Физический факультет Москва, Россия

*e-mail: gstepanov@mail.ru

Магнитоактивный эластомер (МАЭ) – относительно новый тип материала и относится к группе так называемых «умных» материалов. Свойства таких материалов изменяются под действием внешнего магнитного поля. Предшественниками данных материалов были магнитные эластомеры и магнитореологические жидкости. Магнитоактивный эластомер или магнитореологический эластомер (одно из названий) так же как и магнитореологическая жидкость изменяют вязкостные и упругие свойства в магнитном поле. В отличие от магнитного эластомера МАЭ имеет невысокое наполнение магнитным наполнителем и сохраняет высокую эластичность. Обычно эластичность материала составляет 50 - 200%. В результате МАЭ имеет большой набор уникальных свойств - это магнитореологический эффект, магнитодеформационный и магнитострикционный, магниторезистивный эффекты, обладает эффектом памяти формы. Соответственно МАЭ имеет специфические магнитные свойства. Намагниченность материала отличается от кривой намагниченности магнитного наполнителя. Магнитная восприимчивость материала зависит от упругости полимерной матрицы.

На рисунке представлены зависимости магнитной восприимчивости МАЭ в зависимости от магнитного поля для различной жёсткости полимерной матрицы. Для сравнения дана кривая восприимчивости для наполнителя – порошка карбонильного железа марки Р-10. Особенность намагничивания МАЭ наиболее ярко проявляется для образца (3,4), с мягкой полимерной матрицей. Кривая 3 – намагничивание МАЭ, а кривая 4 – размагничивание материала. Зависимость магнитной восприимчивости проходит через максимум, в отличие от данных для чистого карбонильного железа. Максимум приходится на поле 800 Э. Данный эффект объясняется процессами внутреннего обратимого структурирования магнитного наполнителя внутри полимерной матрицы. Для жесткой



Зависимость магнитной восприимчивости МАЭ от магнитного поля для разных типов материалов: 1,2 – Жёсткая матрица $E=400$ кПа, 3,4 – мягкая матрица $E=40$ кПа (3- намагничивание, 4- размагничивание; 5,6 – магнитный наполнитель.

полимерной матрицы также наблюдается слабовыраженный эффект структурирования в районе 3000 Э. Для образцов с магнитожёстким наполнителем FeNdB наблюдается эффект снижение коэрцитивной силы для композита с мягкой полимерной матрицей, что объясняется эффектами вращения магнитного наполнителя внутри матрицы.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЕЙ ТОНКИХ ПЛЕНОК АМОРФНОГО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО УГЛЕРОДА С НАНОЧАСТИЦАМИ НИКЕЛЯ

Лукица И.Г., Николайчук Г.А., Цветкова Е.А., Мороз О.Ю.
ОАО «НИИ «Феррит-Домен», 196084, Санкт-Петербург, Россия
*e-mail: niko@domen.ru

Гидрогенизированный аморфный углерод (a -C:H) находит широкое применение в технике благодаря его высокому электрическому сопротивлению и химической устойчивости [1].

Интерес к исследованию легированных пленок аморфного углерода связан с возможностью управления их электрофизическими свойствами в широком диапазоне частот, осуществляемого за счет изменения концентрации примеси. В настоящей работе приводятся результаты исследований электрофизических свойств пленок аморфного гидрогенизированного углерода легированных никелем (a -C:H(Ni)) с концентрацией атомов никеля 32 ат.% и 46 ат.%.

Пленки были синтезированы методом ионно-плазменного магнетронного сораспыления графитовой и никелевой мишеней в аргон-водородной плазме с последующим осаждением на гибкие подложки из арамидной ткани.

На рис. 1 представлено изображение микроструктуры пленки a -C:H(Ni) на подложке из арамидной ткани, полученное методом растровой электронной микроскопии при увеличении в 5000 раз. Из приведенного изображения видно, что размер частиц Ni составляет от 2 до 200 нм.

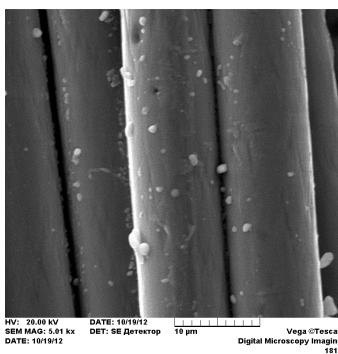


Рис. 1 – Микроструктура пленки аморфного гидрогенизированного углерода с наночастицами никеля на подложках из арамидной ткани

С целью изучения электромагнитных свойств пленок a -C:H(Ni) проведены измерения их магнитной и диэлектрической проницаемостей резонаторным методом [2]. Метод основан на измерении отклонений резонансных частот и уменьшения величин добротностей волноводных резонаторов в диапазоне от 7,0 до 13,0 ГГц, вызванных внесением в резонаторы образцов исследуемых пленок.

На рис. 2, 3 представлены частотные зависимости диэлектрической и магнитной проницаемостей двух образцов пленок a -C:H(Ni) различной толщины с разными концентрациями Ni. В образце 1 концентрация частиц Ni была 32% ат., толщина пленки - 0,47 мкм, в образце 2 концентрация частиц Ni - 46% ат., толщина пленки - 0,38 мкм.

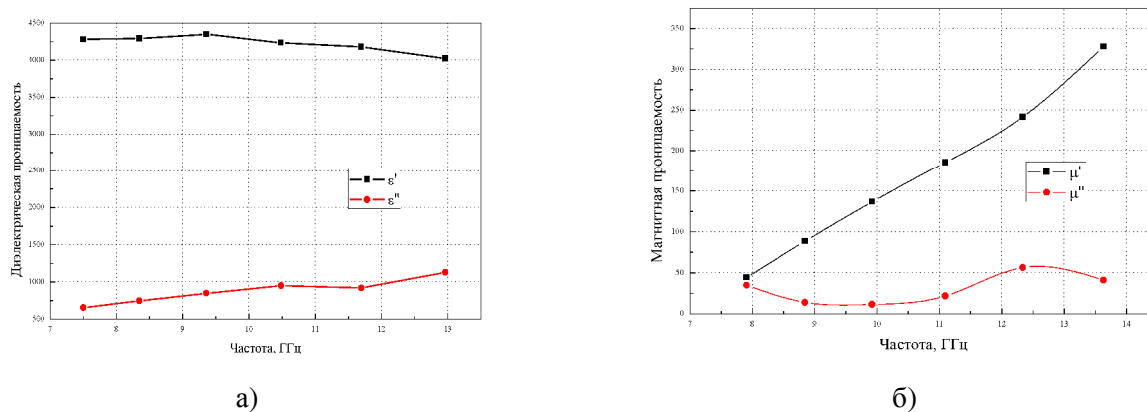


Рис. 2 Частотная зависимость диэлектрической (а) и магнитной (б) проницаемостей образца 1

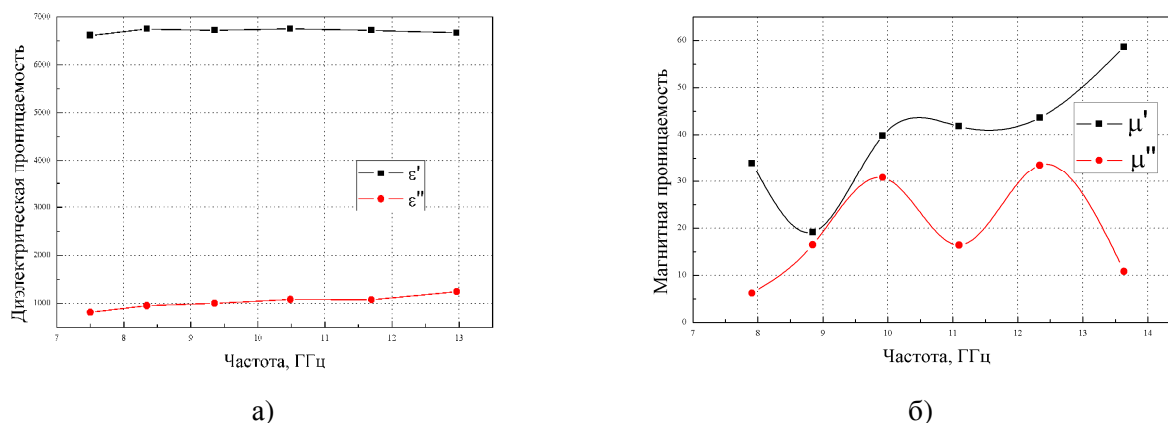


Рис. 3 Частотная зависимость диэлектрической (а) и магнитной (б) проницаемостей образца 2

Для образца 1 значения действительной части диэлектрической проницаемости ϵ' составляют от 4000 до 4300, мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ'' составляют от 600 до 1100, действительной части магнитной проницаемости μ' от 50 до 350, мнимой части магнитной проницаемости μ'' от 1,5 до 60. Для образца 2 получены следующие результаты: $\epsilon' \approx 6600 - 6800$, $\epsilon'' \approx 800 - 1200$, $\mu' \approx 30 - 60$ и $\mu'' \approx 6 - 30$. Зависимости диэлектрической проницаемости для обоих образцов носят одинаковый характер, однако, пленка с меньшей толщиной и большей концентрацией частиц Ni имеет большую диэлектрическую проницаемость.

Таким образом, изменяя концентрацию частиц металла в пленке и ее толщину можно управлять диэлектрической и магнитной проницаемостью α -C:H(Ni) в широких пределах. Полученные значения ϵ и μ на порядки больше, чем в материалах (ферриты, карбонильное железо и др.), традиционно используемых для обеспечения защиты проборов от внешних и внутренних электромагнитных воздействий.

Вышеперечисленные особенности пленок α -C:H(Ni) позволяют создавать на их основе легкие и тонкие высокоэффективные материалы для обеспечения электромагнитной совместимости компонентов радиоэлектронной аппаратуры и защиты от электромагнитного излучения.

[1] В.И. Иванов-Омский, Г.С. Фролова, С.Г. Ястребов, Письма в ЖТФ, 1997, т. 23(7), с. 223-226.

[2] С.В. Яковлев, В.П. Иванов, Г.А. Николайчук, Труды XVII международной конференции «Магнетизм, дальнее и ближнее спин-спиновое взаимодействие», Москва - Фирсановка, 20-22 ноября 2009, с.257-258.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОТТОВСКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ И МЕТАЛЛОВ В МАЛЫХ ПОЛЯХ

Рабинович К. С.*, Журавлёва А. С., Самойленко Л. Л., Шнейдер А. Г.

Национальный исследовательский Иркутский государственный технический университет, 664074, Иркутск, Россия

**e-mail: rabinovichseniya91@gmail.com*

В работе представлены результаты изучения магнитных свойств моттовского диэлектрика купратного оксихлорида бария $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$ и оптимально допированного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,8}$ в малых полях.

Ранее, в работах [1, 2] нами было показано, что в оксихлориде $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$ и высокосимметричной фазе CuO в малых полях наблюдаются аномальные диамагнитные переходы. Подобную аномалию, но с обратным знаком (переход не в диамагнитное, а в ферромагнитное состояние) можно видеть также в ВТСП, в частности в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,8}$. Наблюдаемый ферромагнитный переход в сверхпроводниках назван «парамагнитным эффектом Мейснера» (ПЭМ). На рис. 1а,б показаны температурные зависимости магнитного момента $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,8}$ в различных полях. На рис. 1а температура перехода соответствует температуре антиферромагнитного упорядочения $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$, наблюдаемого при 337К в полях свыше 10Э в FC и 25Э в ZFC. На втором рисунке переход в намагниченное состояние происходит при температуре 90К, то есть при температуре перехода в сверхпроводящее состояние, которое наблюдается в полях более 16Э.

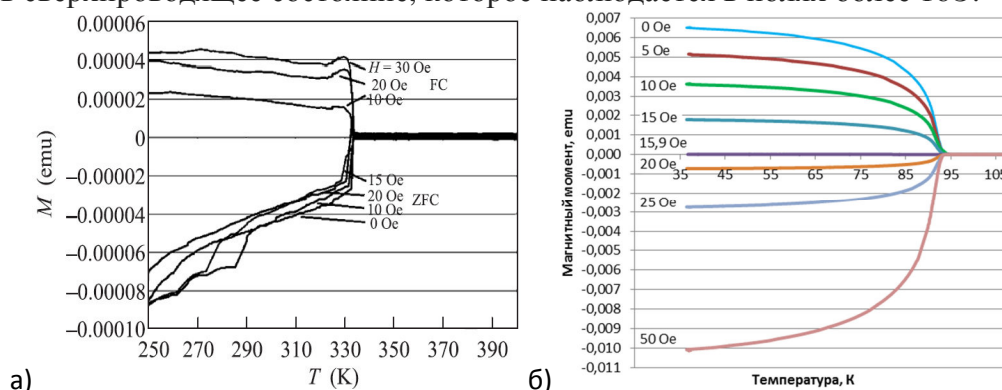


Рис. 1. Температурные зависимости магнитного момента моттовских диэлектриков в различных полях: а) $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$; б) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,8}$

В работе обсуждается сходство и различие поведения моттовских диэлектриков и сверхпроводников на основе моттовских диэлектриков в нулевом и малых полях. Делается предположение, что наблюдаемые аномальные магнитные свойства в том и другом случае, возможно, обусловлены проявлением свойств квантовой спиновой жидкости (quantum spin liquid QSL). Однако, у диэлектрика и сверхпроводника, судя по полученным результатам, свойства QSL различны. Для оксихлорида свойством квантовой спиновой жидкости может быть фрустрация, так как QSL для оксихлорида состоит из локализованных электронов. Поэтому мы применяем термин «псевдоквантовой спиновой жидкости». Для сверхпроводников, ПЭМ, возможно, отображает свойства обычной квантовой спиновой жидкости, то есть QSL делокализованных электронов.

1) K. S. Rabinovich, A. S. Zhuravleva, L. L. Samoilenko, and A. G. Shneider, JETP Letters, 2013, V. 98, N. 12, p. 813–815 (2014)

2) K. S. Rabinovich, L. L. Samoilenko, A. S. Zhuravleva and A. G. Shneider, Appl. Phys. Lett. V.104, p. 182406-182407 (2014).

August, 20-21

Poster Sessions

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ, МАГНИТНАЯ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВА СПЛАВА Fe-3%Si ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ТЕРМОСТАБИЛЬНЫХ МАГНИТОСТРУКТУРНЫХ БАРЬЕРОВ

Ю.Н. Драгошанский, В.И. Пудов

Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия

drago@imp.uran.ru, pudov@imp.uran.ru

Применение локальной лазерной обработки (ЛЛО) в высоко текстурованном сплаве Fe-3% Si с ребровой кристаллографической текстурой (110)[001] приводит к уменьшению ширины магнитных доменов (в 2-3 раза) и магнитных потерь на 10–20 % [1]. Однако обработанные листы трансформаторной стали подвергают резке на отдельные элементы магнитопровода, а затем отжигают для снятия краевого наклепа. В результате этого, эффект от ЛЛО резко снижается, т.к. уменьшаются напряжения и магнитные поля рассеяния в зонах ЛЛО. При этом восстанавливается широко доменная магнитная структура, большие скорости смещения доменных границ при перемагничивании и высокий исходный уровень вихретоковой составляющей и полных магнитных потерь.

Перспективное решение этой проблемы связано с введением лазерным воздействием мелкодисперсных примесных дефектов, из слабомагнитных веществ, в деформируемые зоны обработки [2, 3].

Примесную термостабилизацию зон ЛЛО исследовали на лентах анизотропной трансформаторной стали марки 3407 ($B_{800}=1,91$ Тл, толщина 0,27 мм). Применяли дефекты из мелкодисперсных слабомагнитных веществ с намагниченностью насыщения 100-300 Гс, например, бор содержащий магний-фосфат в составе покрытия или в виде порошка, насыпаемого на поверхность стальных листов (рис.1).

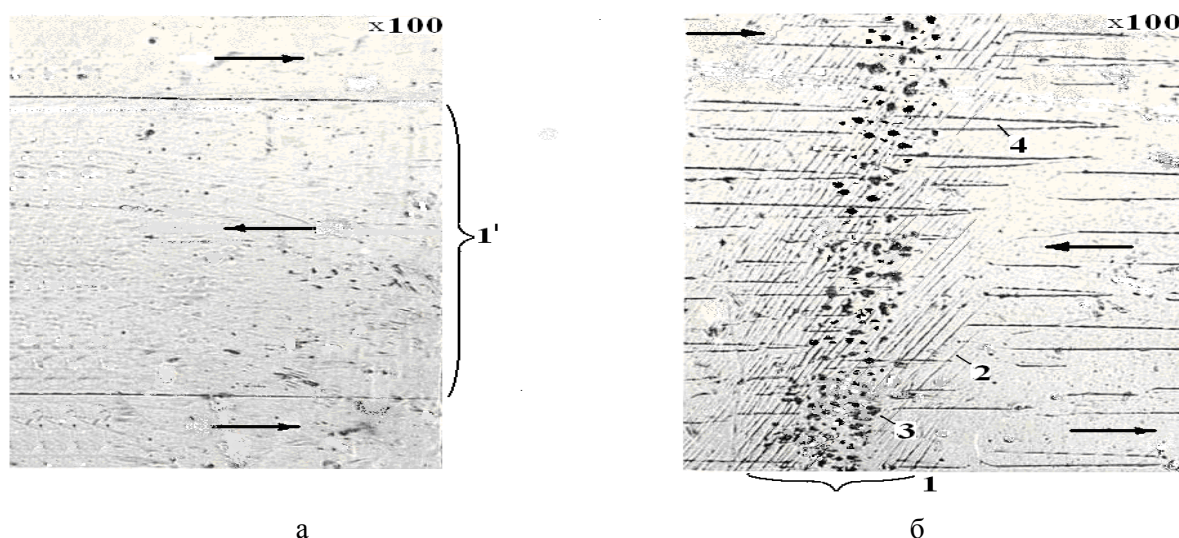


Рис.1. Доменная структура стали до (а) и после (б) воздействия примесных дефектов и ЛЛО.

Использовали лазер с длиной волны 10,6 мкм. После лазерной обработки проводили отпуск в диапазоне 500-800 °С. Комплексное воздействие ЛЛО и частичного расплава

примесных дефектов в процессе последовательных отжигов сохраняет в стали величину эффекта (13 %, см. табл.) при отжиге 700°C, а эффект обычной ЛЛЮ в два раза меньше (7 %). При температуре 800°C, результаты обычной ЛЛЮ практически исчезают, а новая технология сохраняет 2/3 величины эффекта снижения магнитных потерь (11 %).

Таблица 1. Магнитные потери до и после ЛЛЮ и отжига.

Покрытие Mg-P-V в зоне ЛЛЮ	Свойство	Магнитные потери (Вт/кг), в (%)					
		Состояния		Температура отжига (°C)			
		Исх.	ЛЛЮ	500	600	700	800
Обычное	$P_{1,7/50}$, Вт/кг	1,18	1,01	1,00	1,04	1,10	1,14
	Изменение, %	-	14,5	15,5	12	7	3
Обработка	$P_{1,7/50}$, Вт/кг	1,16	0,97	0,95	0,99	1,01	1,03
	Изменение, %	-	16	18	14,5	13	11

При оптимальном подборе химсостава и количества примесных дефектов в зонах ЛЛЮ сохраняется устойчивость деформированного состояния макроструктуры и напряженность магнитных полей рассеяния до более высоких температур (600-800°C), несмотря на проходящую релаксацию напряжений от лазерной обработки. При этом эффективность снижения магнитных потерь возрастает с увеличением степени совершенства кристаллографической и магнитной текстуры, уменьшением толщины ленты, выполнением ЛЛЮ с 2-х сторон ленты и с ориентацией зон ЛЛЮ в виде сплошной прямой линии строго поперёк оси магнитной текстуры материала (рис.2) [4].

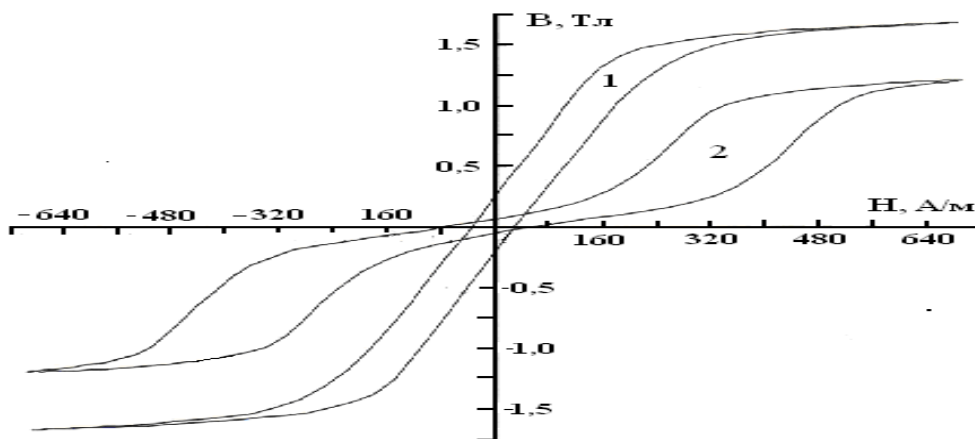


Рис. 2. Возрастание площади петли магнитного гистерезиса при изменении ориентации зон ЛЛЮ относительно оси текстуры ленты сплава от 0° (петля 1) до 45° (петля 2).

Работа поддержана программой УрО РАН, проект № 12-У-2-1018.

[1] Л.С. Каренина, Ю.Н. Драгошанский, Р.Б. Пужевич, Г.С. Корзунин, ФММ, т. 112, № 3, с. 247-252 (2011).
 [2] В.И. Пудов, Ю.Н. Драгошанский, Доклады РАН, серия техническая физика, т. 453, № 2, с.159-161 (2013).
 [3] В.И. Пудов, Ю.Н. Драгошанский, Патент РФ № 2501866, Бюл. изобр. № 35, 2 ч. (2013).
 [4] Ю.Н. Драгошанский, В.И. Пудов, Неорганические материалы, т. 49, № 7, с. 714-722 (2013).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА, ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ И СТРУКТУРА МАГНИТОМЯГКОГО СПЛАВА $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{88}\text{Hf}_2\text{W}_2\text{Mo}_2\text{Zr}_1\text{V}_4\text{Cu}_1$, ПРОШЕДШЕГО ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНУЮ НАНОКРИСТАЛЛИЗАЦИЮ

**В.А. Лукшина¹, Е.Г. Волкова¹, Н.В. Дмитриева¹, Д.А. Шишкин^{1,2},
А.П. Потапов¹, Б.Н. Филиппов¹**

¹Институт физики металлов УрО РАН, 620990 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Уральский федеральный университет, 620083 г. Екатеринбург, пр. Ленина, 51

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

В последнее время ведется активный поиск нанокристаллических магнитомягких сплавов на основе Fe и Co с оптимальными магнитными свойствами для применения при высоких температурах (вплоть до 500-600°C). Для решения этой задачи широко используется введение в их состав тугоплавких элементов [1-3]. Кроме того исследуются условия нанокристаллизации сплавов в присутствии таких внешних воздействий как магнитное поле [4] и растягивающие напряжения [5,6,7].

Целью данной работы является исследование влияния высокотемпературной нанокристаллизации, проводимой при 670-750°C как в присутствии растягивающих напряжений (σ) так и без них, на магнитные свойства, структуру и термическую стабильность сплава $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{88}\text{Hf}_2\text{W}_2\text{Mo}_2\text{Zr}_1\text{V}_4\text{Cu}_1$.

Исследуемый сплав в виде аморфной ленты толщиной 20 мкм, шириной 1 мм был получен методом закалки из расплава на вращающийся барабан. Нанокристаллизующий отжиг (НО) образцов сплава проводился на воздухе. Величина σ варьировалась в диапазоне 0-250 МПа. Продолжительность НО менялась в пределах 0–20 мин в зависимости от температуры, при которой он проводился. Магнитное состояние полосовых образцов длиной 100 мм контролировалось по петлям гистерезиса, измеренным в открытой магнитной цепи с помощью гальванометрического компенсационного микроверметра. Из петель гистерезиса определялись коэрцитивная сила H_c , максимальная индукция B_m , остаточная индукция B_r и отношение B_r/B_m . Измерение удельной намагниченности насыщения сплава (σ_s) с температурой при нагреве от 20 до 870°C проводилось на образцах длиной 5мм, прошедших НО при температурах 620-750°C в отсутствие приложенных растягивающих напряжений, с помощью вибромагнитометра Lake Shore 7407 VSM в поле 400 кА/м. Термическая стабильность магнитных свойств образцов сплава, прошедших НО, исследовалась в процессе последующих отжигов при температурах 570-620°C без внешних воздействий. Термическая стабильность образцов сплава оценивалась по изменению магнитных свойств (по сравнению с магнитными свойствами сразу после НО) в зависимости от температуры и продолжительности этих отжигов. Структура сплава исследовалась методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на электронном микроскопе JEM 200CX.

Структурные исследования показали, что все образцы сплава, прошедшие НО, находятся в нанокристаллическом состоянии. Они состоят из зерен ОЦК фазы твердого раствора на основе Fe и Co и аморфной прослойки по границам зерен. Но кроме мелких зерен в образцах сплава наблюдались отдельные крупные ОЦК частицы микронных размеров. С ростом температуры НО от 620°C до 750°C увеличивается средняя величина зерна ОЦК фазы от 4 нм до 7 нм и растет объемная доля зерен размером более 10 нм от 4 до 15%, соответственно. Это, по-видимому, является причиной роста H_c сплава, примерно, в 4 раза (от 300 А/м до

1140А/м) при увеличении температуры НО. Последующий длительный отжиг (620°С 30 ч) практически не оказал влияния на такие параметры структуры как средний размер зерна и количество зерен размером более 10 нм для всех образцов исследуемого сплава, прошедших высокотемпературную нанокристаллизацию.

Получено, что структура сплава после НО при 620°С 20 мин оказывается более стабильной при нагреве от комнатной температуры до 820°С по сравнению со структурой образцов сплава, прошедших НО при 670 и 750°С. На рис. 1. представлена температурная зависимость удельной намагниченности насыщения (σ_s) для образцов сплава, прошедших НО при трех рассматриваемых нами температурах. Из рисунка видно, что в диапазоне температур 750-820°С в образцах сплава наблюдается увеличение σ_s , связанное, по всей вероятности, с появлением новой фазы, которая в данной работе не была идентифицирована. Для образцов, прошедших НО при 620°С, увеличение σ_s начинается при более высокой температуре (820°С) по сравнению с образцами, прошедшими НО при 670 и 750°С. Для всех трех образцов σ_s уменьшается при нагреве до температуры 500°С по сравнению с комнатной температурой на 12-14%.

Установлено, что в исследованном сплаве в процессе НО при высоких температурах (670-750°С) в присутствии растягивающих напряжений также как и при температуре НО 620°С [7] наводится продольная магнитная анизотропия с осью легкого намагничивания вдоль длинной стороны ленты.

Показано, что увеличение температуры НО до 670-750°С не приводит к улучшению термической стабильности магнитных свойств сплава по сравнению с образцами, нанокристаллизованными при 620°С.

Установлен оптимальный режим НО: 620°С, 20 мин, 150-170 МПа. Магнитные свойства сплава остаются стабильными при последующем отжиге при 570°С в течение 25 часов.

Работа выполнена при частичном финансировании УрО РАН, проект № 12-Т-2-1007.

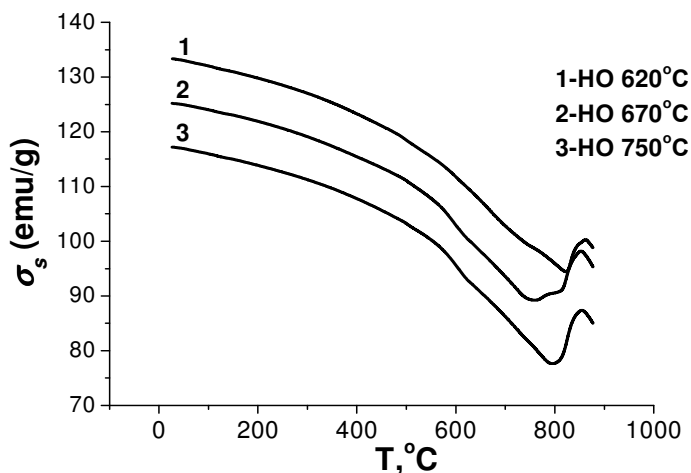


Рис.1. Температурная зависимость удельной намагниченности насыщения (σ_s) образцов сплава, прошедших НО при 620°С 20 мин – кривая 1, 670°С 20 мин – кривая 2 и 750°С без выдержки – кривая 3.

- [1] M.T. McHenry, M.A. Willard, H. Iwanabe et al. Bull. Mater. Sci. V.22, N 3. P. 495-501 (1999).
 [2] T. Kulik, A. Wlazlowska et al. IEEE Transactions on Magnetics V.38, N 5. P. 3075-3077 (2002).
 [3] M. Kowalczyk, J. Ferenc, T. Kulik J. Electrical engineering V.55, N. 10S. P. 24-27 (2004).
 [4] I.Škorvák, J. Marcin, T. Krenický, J. Kovác, P. Švec et al. JMMM. V. 304. P. 203-207 (2006).
 [5] Н.В. Дмитриева, В.А. Лукшина, Е.Г. Волкова и др. ФММ. Т.114, №.2. С. 144-152 (2013).
 [6] Н.В. Дмитриева, В.А. Лукшина, Е.Г. Волкова и др. ФММ. Т.114, №. 2. С. 153-160 (2013).
 [7] Н.В. Дмитриева, В.А. Лукшина, Е.Г. Волкова и др. ФММ. Т. 115, № 4. С. 350-359 (2014).

КИНЕТИКА КАТИОННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В МАГНИТОМЯГКИХ ФЕРРИТАХ**Кобаев А.В.^{1*}, Заднипрянный Д.Л.¹**¹ Прикарпатский национальный университет им. В. Стефаника, 76025, Ивано-Франковск,
Украина*e-mail: iskander.vened@rambler.ru

Среди магнитных оксидных материалов – никель-алюминиевые ферриты обладают некоторыми особенностями. Одна из них – весьма высокое электрическое сопротивление при синтезе в обычной воздушной среде. Другая особенность – некоторые составы этих ферритов $NiAl_xFe_{2-x}O_4$ имеют намагниченность близкую нулю. Такое состояние носит название точки компенсации, поскольку в этом случае распределение катионов в решетке шпинели таково, что магнитные моменты катионов металлов, располагающихся в тетраэдрических и октаэдрических узлах взаимно компенсируются. Благодаря указанным особенностям данные материалы эффективно используются в СВЧ-технике.

Распределение катионов зависит от технологии – температуры, времени и способа синтеза ферритов. Трудность в получении материала с заданными свойствами состоит в том, что не создано единого алгоритма для достижения требуемого катионного распределения. В настоящей работе проведено исследование кинетики катионного распределения в Ni-Al ферритах в зависимости от их состава и технологии получения.

Были задействованы две технологии – традиционная керамическая, включающая спекание при температуре 1350°C смеси оксидов, и золь-гель технология с участием автогорения (ЗГА-технология), которая при относительно невысокой температуре позволяет получить наночастицы порошка требуемого состава диаметром 15 – 30 нанометров [1]. Фазовый состав и катионное распределение в ферритах определялись рентгеноструктурным методом с использованием рентгеновского дифрактометра ДРОН-3. Проведены также мессбауэровские исследования магнитной структуры полученных ферритов.

Кинетику катионного распределения анализировали с помощью модели химической реакции типа: ${}^BMe_1 + {}^AMe_2 \leftrightarrow {}^AMe_1 + {}^BMe_2$, где А, В – соответственно, тетраэдрические и октаэдрические узлы в кристаллической решетке шпинели; Me_1 , Me_2 – металлические ионы разного типа. Базовая установка при кинетических исследованиях была следующая. Ферриты составов $NiAl_xFe_{2-x}O_4$ при $x = 0, 0.1, \dots 1.0$ в равновесных условиях синтеза характеризуются катионным распределением согласно энергиям предпочтения данного катиона к узлам определенного типа. Именно в ферритах, полученных в равновесных условиях, достигается эффект компенсации намагниченности. В керамической технологии в целях экономической целесообразности время спекания часто меньше равновесного. Нами выведена система уравнений кинетики и построены кинетические кривые временной зависимости концентраций катионов всех трех типов в тетраэдрических узлах для керамических ферритов. Была оценена степень неравновесности условий их получения.

Ферриты составов с прогнозируемой точкой компенсации были получены ЗГА-методом при температуре в 10 раз меньшей, нежели керамические ферриты. Показано, что катионное распределение у них ближе к равновесному, нежели у керамических ферритов.

[1] A.V. Kopyayev, B.K. Ostafiychuk et al, Mat. -wiss. u. Werkstofftech. V.40, N. 4. P. 255-2057 (2009).

INFLUENCE OF ISOCHRONIC ANNEALING ON STRUCTURE OF FeCuNbSiB ALLOY RIBBONS

Safuganov V.I.¹, Kataev V.A.^{1,*}, Mikhailitsyna E.A.¹

¹Ural Federal University, 620002, Yekaterinburg, Russia

*e-mail: vakataev@urfu.ru

FeCuNbSiB alloys named as FINEMET [1] are well known as a material having outstanding soft magnetic properties due to their special structural state. Annealing of the amorphous alloy at a temperature above the crystallization temperature leads to forming of structure of ultrathin grains α -FeSi with average size of 10 nm in mixed amorphous-crystalline structure.

Structure and properties of $(\text{FeNi})_{73,5}\text{Cu}_1(\text{MoNb})_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$ alloy were investigated. Samples were prepared in the form of ribbons with size 11x1 cm and annealed at temperatures of 350, 400, 430, 460, 500, 520, 540, 580, 600 °C for 60 minutes.

X-ray and neutron diffraction of the samples shows that the ribbon annealed at 430 °C is an amorphous state, while on the X-ray pattern peaks corresponding to the α -Fe(Si) phase are observed for the ribbon annealed at 460 °C, and halo is retained indicating the presence of an amorphous phase. At the annealing temperature above 560 °C Fe₂B phase segregates from residual amorphous matrix. At the temperature of 600 °C the sample is crystallized.

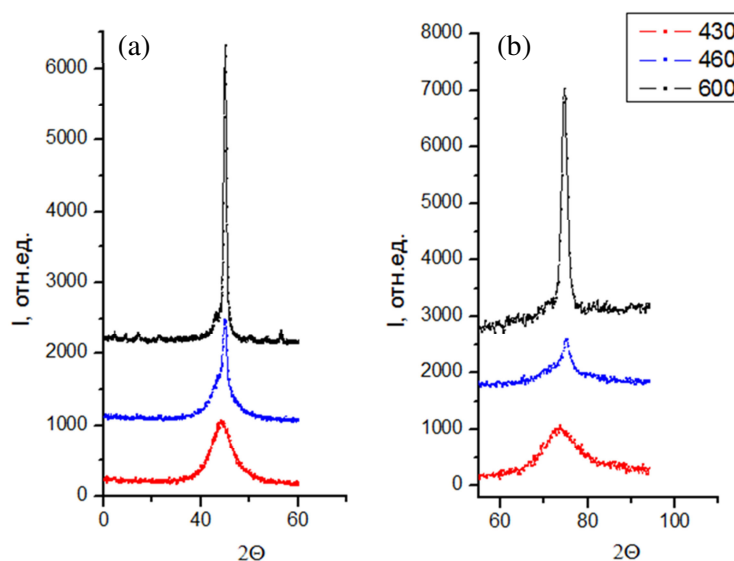


Fig. 1. Main peak corresponding to the α -Fe(Si) on X-ray diffraction pattern (a) and neutron diffraction pattern (b).

On Fig. 1 results of X-ray and neutron investigation are presented. Penetrating power of the neutrons is higher than the ones of electrons at X-ray diffraction, so it gives more information about inner structure of the samples, while as the X-ray diffraction analysed mainly surface of them. Hence, it could be suggested from the patterns comparison that initial stage of crystallization started on the surface.

[1] Y. Yoshizawa, S. Oguma and K. Yamauchi, J. Appl. Phys., 64 (1988) 6044.

[2] J.M. Sylveyra, E. Illekova, P. Svec, D. Janickovic, A. Rosales-Rivera, V.J., Physica B, 405 (2010) 2720.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ВЫДЕРЖКИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА

Скулкина Н.А., Иванов О.А., Павлова И.О., Шубина Л.А

Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, Россия

e-mail: nadezhda-skulkina@yandex.ru

Термическая обработка на воздухе лент аморфных магнитомягких сплавов основе железа способствует улучшению магнитных свойств за счет снижения уровня внутренних закалочных напряжений и формирования анизотропных плоских напряжений, индуцируемых поверхностным аморфно-кристаллическим слоем и внедрением атомов водорода и кислорода в поверхностный слой ленты [1]. Плоские растягивающие напряжения способствуют уменьшению объема доменов с ортогональной намагниченностью и ослаблению степени стабилизации границ доменов с планарной намагниченностью. Анизотропные напряжения индуцируются в результате образования в процессе отжига повышенной концентрации внедрённых в поверхность атомов вдоль оси ленты и анизотропной кристаллизации поверхности. Исследование влияния температуры изотермической выдержки на распределение намагниченности и магнитные свойства позволяет получить информацию о процессах, протекающих в ленте [2], что способствует оптимизации свойств.

В настоящей работе исследования проводили на примере аморфного сплава $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$ с положительной магнитоотрицательной насыщения производства ОАО «Ашмет». Образцы имели форму полос размерами в форме полос размерами $120 \times 10 \times 0,025$ мм. Термообработку осуществляли на воздухе при $(360-430)^\circ C$ со скоростью охлаждения около 15 и 40 К/мин и длительностью изотермической выдержки 1 мин. для исследований выбирали образцы с одинаковым распределением намагниченности в исходном (закаленном) состоянии. Значения относительного объема доменов с ортогональной намагниченностью ($V_{орт}$) составляло 38%. Измерение кривых намагничивания, петель гистерезиса в квазистатическом режиме перемагничивания проводили индукционно-импульсным методом. Погрешность измерения значений магнитного поля и индукции не превышала 2%. Распределение намагниченности в ленте определяли с помощью авторской методики [1] с погрешностью не превышающей 5%.

На рисунке 1 показана зависимость максимальной магнитной проницаемости образцов исследуемого сплава от температуры термообработки на воздухе с изохронной длительностью изотермической выдержки $\tau = 1$ мин и скоростью охлаждения 15 и 40 К/мин. Видно, что ход кривых в этом случае аналогичен соответствующей зависимости, полученной для длительности изотермической выдержки $\tau = 5$ мин [2]. Обращает на себя внимание наличие максимума при $420^\circ C$. При этой же температуре формируется состояние ленты с наименьшими значениями $V_{орт} = 14\%$. Отсюда следует, что $\tau = 1$ мин является оптимальной при температуре $(420 \pm 5)^\circ C$. В соответствии с формулой, приведенной в работе [3], расчетное значение температуры получения оптимальных свойств для этой длительности изотермической выдержки и значения относительного объема доменов с ортогональной намагниченностью 38% составило $427^\circ C$. Снижение максимальной магнитной проницаемости при $430^\circ C$ сопровождается увеличением значений $V_{орт}$ до 18% при скорости охлаждения 15 К/мин и обусловлено влиянием объемной компоненты растягивающих напряжений, индуцируемых поверхностным аморфно-

кристаллическим слоем, толщина которого превышает оптимальную. Повышение

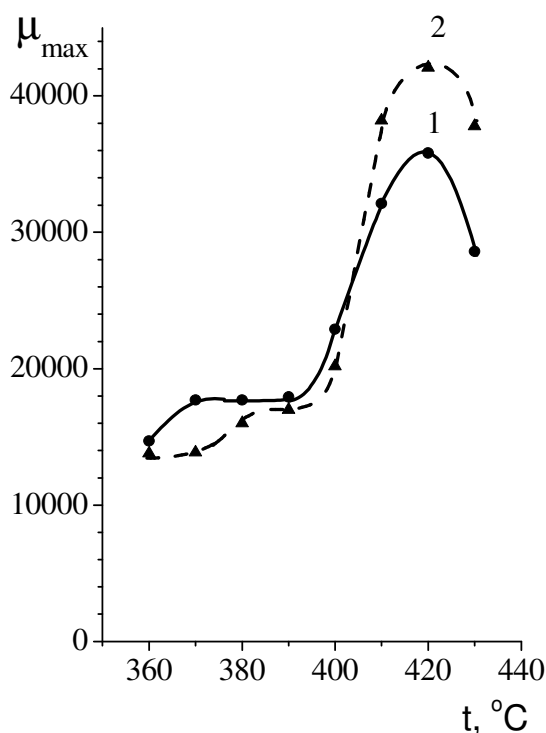


Рис.1. Зависимость максимальной магнитной проницаемости от температуры термической обработки на воздухе с изохронной длительностью изотермической выдержки $\tau = 1$ мин и скоростью охлаждения 15 и 40 К/мин, кривые 1 и 2

скорости охлаждения до 40 К/мин приводит к увеличению значений максимальной магнитной проницаемости в том интервале температур изотермической выдержки, где диффузионные процессы протекают достаточно активно и способствуют формированию поверхностного аморфно-кристаллического слоя, толщина которого близка к оптимальной. Ограничение протекания диффузионных процессов на стадии охлаждения позволяет сохранить большую концентрацию внедренных в поверхность ленты атомов водорода и кислорода в процессе отжига и повысить уровень преимущественно плоских растягивающих напряжений. Это приводит к формированию состояния с меньшим объемом доменов с ортогональной намагниченностью и способствует получению более высоких значений μ_{\max} . Из рисунка 1 видно, что при изотермической выдержке 1 мин, также как и при $\tau = 5$ мин, на зависимости максимальной магнитной проницаемости от температуры изотермической выдержки наблюдается характерное плато, которое связано с кристаллизацией поверхности ленты [2].

Повышение скорости охлаждения приводит к сдвигу температуры начала формирования плато в область более высоких температур, что соответствует запаздыванию процессов кристаллизации в этом случае. Более низкие значения максимальной магнитной проницаемости в результате термообработки при температурах изотермической выдержки ниже 400 °С с скоростью охлаждения 40 К/мин обусловлены большим уровнем внутренних закалочных напряжений. В этом случае псевдоодноосная компонента растягивающих напряжений приводит к повышению относительного объема доменов с планарной намагниченностью, ориентированной поперек оси ленты и снижению максимальной магнитной проницаемости. Таким образом, анализ полученных результатов показывает, что наряду с длительностью изотермической выдержки важную роль в формировании уровня магнитных свойств играет и скорость охлаждения ленты.

Литература

- [1] Н.А. Скулкина, О.А. Иванов, Магнитомягкие материалы. Физические воздействия и магнитные свойства (Lap Lambert Academic Publishing, 2010).
- [2] Н.А. Скулкина, О.А. Иванов, И.О. Павлова, О.А. Минина, ФММ Т.114, №.5. С. 411-418 (2013).
- [3] Н.А. Скулкина, О.А. Иванов, И.О. Павлова, О.А. Минина, ФММ Т.112, №.6. С. 613-619 (2011).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЛЕНТ АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА ПОСЛЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ВОЗДУХЕ

**Скулкина Н.А.^{1*}, Иванов О.А.¹, Степанова Е.А.¹, Шикалова К.А.¹,
Кузнецов П.А.², Мазеева А.К.²**

¹Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, Россия

²ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей», 191015, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: nadezhda-skulkina@yandex.ru

В закаленном состоянии ленты аморфных магнитомягких сплавов обладают существенной неоднородностью магнитных свойств и высоким уровнем обусловленных закалкой внутренних напряжений. Косвенной характеристикой уровня закалочных напряжений является объем доменов с ортогональной намагниченностью ($V_{орт}$), поскольку преобладающее влияние энергии внутренних напряжений над энергией анизотропии формы приводит к переориентации намагниченности в направлении, перпендикулярное плоскости ленты. Неоднородность магнитных свойств сохраняется и после термической обработки ленты по режиму с одинаковой длительностью изотермической выдержки [1]. Изучение возможности повышения уровня и однородности магнитных свойств в результате термической обработки на воздухе для лент аморфных магнитомягких сплавов на основе железа показало, что зависящая от температуры обработки оптимальная длительность изотермической выдержки τ связана с объемом доменов с ортогональной намагниченностью $V_{орт}$ в исходном (закаленном) состоянии ленты уравнением

$$\tau = (V_{орт}/\alpha)^3, \quad (1)$$

где α – коэффициент, отражающий степень активности диффузионных процессов. Эмпирическая зависимость от температуры коэффициента α , характеризующего степень активности диффузионных процессов, в интервале значений отношения температуры термической обработки к температуре кристаллизации сплава ($x = t_{ГО}/t_{крис}$) 0,73 ÷ 0,79 удовлетворительно описывается уравнением

$$\alpha/\alpha_0 = 1290,2x^3 - 2903x^2 + 2177,7x - 544,51, \quad (2)$$

где α_0 – коэффициент, введенный для согласования размерности, равный $1 \text{ мин}^{-1/3}$ (такое значение коэффициента α должно достигаться при $x = 0,84$) [2,3].

В настоящей работе на примере лент аморфного магнитомягкого сплава на основе кобальта Co-Fe-Ni-Cr-Mn-Si-B производства НИИМЭТ (Калуга) АМАГ-172 и АМАГ-170 исследовали возможность повышения степени однородности магнитных свойств оптимизацией температуры и длительности изотермической выдержки при термообработке на воздухе. Исследования проводили на образцах в форме торов и полос и с использованием однополосочного пермеаметра. Распределение намагниченности в ленте определяли с помощью авторской методики [1]. Основные результаты представлены в таблицах 1 и 2. Для образцов ленты АМАГ-172 со значениями относительного объема доменов с ортогональной намагниченностью 35 и 8,2% расчетная длительность изотермической выдержки составила 13 мин при 400 °С и 30 с при 380°С. Фактическая длительность изотермической выдержки для образцов второй серии была 40 с.

Таблица 1. Магнитные характеристики образцов ленты АМАГ-172 в исходном (закаленном) состоянии и после термообработки на воздухе

серия	Состояние ленты	$t_{отж}, ^\circ\text{C}$	τ	μ_0	μ_{max}	$V_{орт}, \%$	$V_{180}, \%$	$V_{90}, \%$
I	закал.	-	-	13 000	32000	35	30	35
	ТО	400	13 мин	48 000	860000	4,6	84	11
II	закал.	-	-	5 000	144000	8,2	77	15
	ТО	380	40 с	36 000	810000	5,6	82	12

Таблица 2. Магнитные характеристики образцов ленты АМАГ-170 в исходном (закаленном) состоянии

Состояние ленты	τ	μ_{max}	$V_{орт}\%$	$V_{пл}\%$	$V_{180}\%$	$V_{90}\%$
закал.	-	26600	13	87	64	23
ТО	2мин	640000	6,7	93,3	84,8	8,5
закал.	-	25300	14	86	69	17
ТО	2мин 20с	630000	6,7	93,3	85	8
закал.	-	25200	14	86	68	18
ТО	7мин 50с	570000	9,5	90,5	69	22
закал.	-	32000	15	85	64	21
ТО	9мин 40с	540000	10	90	70	20

и после термообработки на воздухе при 380 °С

Из таблицы 1 видно, что в результате отжига получено состояние образцов с высокими значениями максимальной и начальной проницаемости. Различие значений μ_{max} в этом случае составило около 6%. Причем оно может быть связано с формированием поверхностного аморфно-кристаллического слоя, толщина которого несколько превышает оптимальную из-за соответствующего превышения во время термообработки расчетной длительности изотермической выдержки.

Для образцов ленты АМАГ-170 со значениями $V_{орт}$ 13 и 14% термообработка при 380 °С с оптимальной длительностью изотермической выдержки 2 мин и 2 мин 20 с, рассчитанной с помощью уравнений 1 и 2, позволила получить состояния образцов с идентичным распределением намагниченности и значениями максимальной магнитной проницаемости, отличающимися на 1,5%, что находится в пределах погрешности измерений (см. табл. 2).

Исследование возможности улучшения однородности свойств в лентах с разным состоянием поверхности расширением области применения эмпирических уравнений 1 и 2 (вариацией x и α) показало, что для образцов после термической обработки, формирующей в ленте поверхностный аморфно-кристаллический слой, толщина которого превышает оптимальную, удастся получить состояние с практически одинаковым распределением намагниченности и значениями максимальной магнитной проницаемости, отличающимися на 5,5%.

Литература

- [1] Н.А. Скулкина, О.А. Иванов, Магнитомягкие материалы. Физические воздействия и магнитные свойства (Lap Lambert Academic Publishing, 2010).
 [2] Н.А. Скулкина, О.А. Иванов, И.О. Павлова, О.А. Минина, ФММ Т.114, №.5. С. 411-418 (2013).
 [3] Н.А. Скулкина, О.А. Иванов, И.О. Павлова, О.А. Минина, ФММ Т.112, №.6. С. 613-619 (2011).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ПАРОМ ПОВЕРХНОСТИ ЛЕНТ АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА

**Скулкина Н.А.^{1*}, Иванов О.А.¹, Степанова Е.А.¹, Шикалова К.А.¹,
Кузнецов П.А.², Мазеева А.К.²**

¹Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, Россия

²ФГУП «ЦНИИ КМ «Прометей», 191015, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: nadezhda-skulkina@yandex.ru

Одним из важных параметров, оказывающих влияние на формирование магнитных свойств во время термообработки на воздухе, является индуцирование напряжений поверхностным слоем ленты в результате внедрения атомов водорода и кислорода в ее поверхность при взаимодействии с атмосферным водяным паром. Поэтому с целью исследования влияния этого фактора на формирование уровня магнитных свойств в настоящей работе изучали влияние обработки паром при комнатной температуре на магнитные свойства и распределение намагниченности в ленте сплава Co-Fe-Ni-Cr-Mn-Si-B производства НИИМЭТ (Калуга) АМАГ-170.

Исследования проводили на образцах в форме полос с использованием однополосочного пермеметра. Распределение намагниченности в ленте определяли с помощью авторской методики [1]. Для обработки поверхности ленты паром использовали образцы в разных исходных состояниях: закаленном (состоянии поставки), после термической обработки на воздухе по оптимальному режиму (с поверхностным аморфно-кристаллическим слоем оптимальной толщины) и после термообработки на воздухе с длительностью изотермической выдержки, превышающей оптимальную (толщина поверхностного аморфно-кристаллического слоя существенно превышает оптимальную).

Основные результаты представлены в таблице 1. Видно, что обработка поверхности ленты в закаленном состоянии практически не оказывает влияния на распределение намагниченности и максимальную магнитную проницаемость, поскольку в этом случае уровень напряжений, индуцируемых внедренными в поверхность ленты атомами водорода и кислорода, меньше уровня внутренних закалочных напряжений.

В результате термической обработки с длительностью изотермической выдержки, превышающей оптимальную, в ленте формируется состояние с поверхностным аморфно-кристаллическим слоем, толщина которого больше оптимальной. В этом случае наблюдается увеличение относительного объема доменов с ортогональной намагниченностью по сравнению с закаленным состоянием, что является следствием усиления роли объемной компоненты растягивающих напряжений. В результате обработки паром наблюдается существенное увеличение максимальной магнитной проницаемости. Причина этого заключается в том, что внедренными в поверхность ленты атомами водорода и кислорода индуцируются преимущественно плоские растягивающие напряжения, которые способствуют уменьшению значений $V_{орт}$, а также усиление роли энергии анизотропии формы приводит к повышению относительного объема доменов с планарной намагниченностью, ориентированной вдоль оси ленты. Из таблицы видно, что имеет место некоторое снижение эффекта обработки поверхности ленты паром с течением времени вследствие некоторого увеличения объема доменов с ортогональной намагниченностью. Это происходит в результате частичного выхода внедренных атомов с поверхности ленты и

снижению уровня индуцируемых ими преимущественно плоских растягивающих напряжений, аналогично тому, как это имело место в результате электролитического оксидирования и наводороживания ее поверхности [1].

Таблица 1. Влияние обработки паром на максимальную магнитную проницаемость и распределение намагниченности в образцах ленты АМАГ-170 в исходном (закаленном) состоянии и после термообработки на воздухе при 380 °С

Состояние ленты	μ_{\max}	$V_{\text{орт}}\%$	$V_{\text{пл}}\%$	$V_{180}\%$	$V_{90}\%$	$V_{180}\%/V_{90}\%$
Состояние поставки						
закаленное	28200	14	86	75	11	6,50
закаленное +пар сразу	29600	14	86	77	9	8,75
закаленное +пар через 3 дня	27700	14	86	74	12	6,19
ТО с длительностью изотермической выдержки, превышающей оптимальную						
ТО	340000	48	52	28	24	1,17
ТО+пар сразу	570000	11	89	78	11	6,89
ТО+пар через 2 дня	480000	14	86	80	6	12,33
ТО с оптимальной длительностью изотермической выдержки						
ТО	620000	8,5	91,5	78	13,5	5,8
ТО+пар сразу	510000	10,2	89,8	62,5	27,3	2,3
ТО+пар через 2 дня	620000	7,7	92,3	67,7	24,6	2,8

После термообработки по оптимальному режиму формируется поверхностный аморфно-кристаллический слой оптимальной толщины. При измерении магнитных характеристик сразу после обработки поверхности ленты паром наблюдается небольшое снижение максимальной магнитной проницаемости, которое связано с увеличением $V_{\text{орт}}$ и снижением степени остроты магнитной текстуры в плоскости ленты. Увеличение относительного объема доменов с ортогональной намагниченностью связано с достаточно большой глубиной проникновения атомов водорода в поверхность ленты и индуцированием псевдоодноосного растяжения в направлении, перпендикулярном ее поверхности. Преимущественная ориентация планарной намагниченности вдоль оси ленты способствует образованию повышенной концентрации внедренных в поверхность ленты атомов водорода и кислорода поперек ее оси, индуцируя в этом направлении псевдоодноосное растяжение, приводящее к увеличению относительного объема доменов с планарной намагниченностью, ориентированной поперек оси ленты. Частичный выход атомов водорода со временем приводит к уменьшению глубины их проникновения и снижению объемной компоненты напряжений, при этом влияние плоских растягивающих напряжений увеличивается, что способствует формированию состояния с меньшим, по сравнению с термообработкой, относительным объемом доменов с ортогональной намагниченностью. Обусловленное выходом атомов водорода снижение величины плоских растягивающих напряжений поперек оси ленты приводит к некоторому уменьшению значений V_{90} . Оба этих фактора способствуют некоторому повышению значений максимальной магнитной проницаемости.

Литература

- [1] Н.А. Скулкина, О.А. Иванов, Е.А. Степанова, Изв. АН, сер. физ., Т.65, №10. С.1483-1486. (2001)
 [2] Н.А. Скулкина, О.А. Иванов, Магнитомягкие материалы. Физические воздействия и магнитные свойства (Lap Lambert Academic Publishing, 2010)
 [3] Н.А. Скулкина, О.А. Иванов, Е.А. Степанова, И.О. Павлова, ФММ Т.111, №.5. С.480-485 (2011)

ESTIMATION OF THE EFFECTIVE FIELD OF THE CIRCULAR ANISOTROPY IN AMORPHOUS FE-RICH WIRES

Golygin E.A., Mokhovikov A.Yu., Semenov A.L., Morozova N.V., Gavriiliuk A.V., Gavriiliuk B.V., Gafarov A.R., Zubritsky S.M., Morozov I.L., Gavriiliuk A.A.

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

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

In this paper, we focus on the magnetoelastic behavior at thermocycling in amorphous $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ wires, which had been pretreated by annealing in furnace with the simultaneous applying of the magnetic field in the temperature range $T_{pre} = 370^\circ\text{C} \div 470^\circ\text{C}$. It was figured out not only the negative ΔE -effect took place for all pretreatments, but also the annealing temperature did not influence on the ΔE -effect minimum value (fig.1).

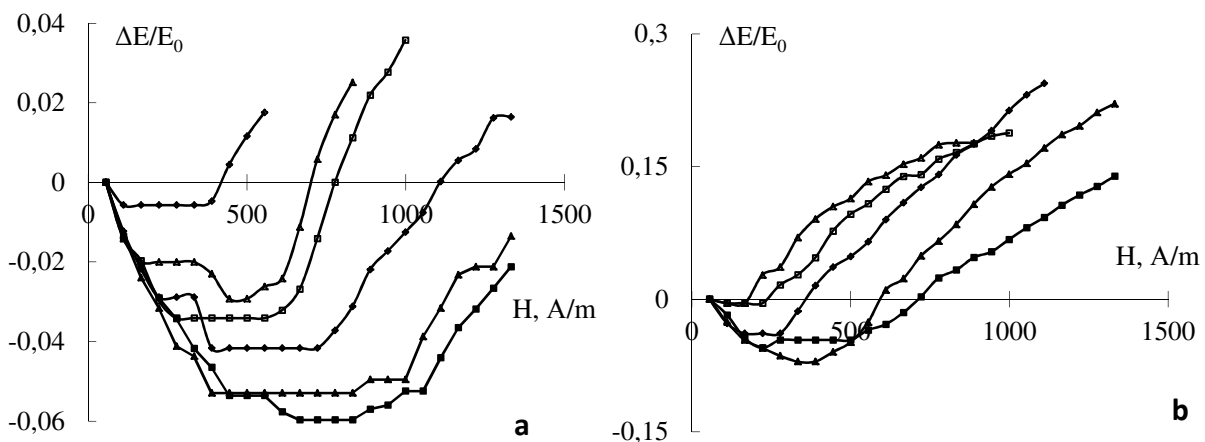


Fig.1. Magnetoelastic behavior at thermocycling in amorphous Fe-rich wires, which had been pretreated by annealing: a - $T_{pre} = 370^\circ\text{C}$, b - $T_{pre} = 420^\circ\text{C}$. Thermocycling: ■ - $T = 30^\circ\text{C}$, ▲ - $T = 90^\circ\text{C}$, ◆ - $T = 150^\circ\text{C}$, □ - $T = 210^\circ\text{C}$, Δ - $T = 240^\circ\text{C}$.

However, the magnetic field magnitude of such a ΔE -effect minimum H_{min} is very sensitive to the pretreatment conditions. At the relatively low magnetic fields, rotation magnetization processes took a place in the outer shell wire.

We carried out the magnetic field equation can be written as:

$$H_{min} = AT^{-\beta}, \text{ where } A \text{ and } \beta - \text{pretreatment sensitive parameters } (\beta = 0.4 \div 0.7).$$

Since H_{min} is determined by the field of the Bloch-Neel domain wall transition in the outer shell, then the induced anisotropy field by the pretreatment decreases according to the temperature power law (fig.2).

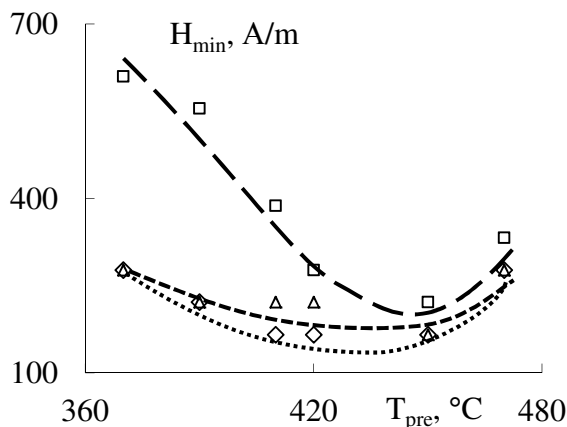


Fig.2. Dependence of H_{min} versus pretreatment temperature. Thermocycling: □ - $T = 30^\circ\text{C}$, Δ - $T = 120^\circ\text{C}$, ◇ - $T = 210^\circ\text{C}$.

We estimate that equation for the effective field of the circular anisotropy H_K^{eff} in the outer shell, taking into account the magnetoelastic coupling, can be described as:

$$H_K^{eff} = H_K(1 + P^2 + 2P \cos \gamma)^{1/2} \quad (1),$$

where γ – angle between the original easy axis (in the outer shell) and stresses, appearing as the result of domain wall structure changings; $P = (3/2)\lambda_{SC}\lambda_{SSH}E_{HSh}/2K$, λ_{SC} , λ_{SSH} – saturation magnetostriction of the inner core and outer shell correspondently, E_{HSh} – Young's modulus of the outer shell in magnetic field, K – anisotropy constant.

From the equation (1), the anisotropy field value H_K decrease linearly with the temperature increase T , meanwhile, P coefficient increase at heating, due to faster decrease of the denominator in comparison with the numerator decrease. Apparently, different action of these two factors effects on the distinction from linear law and, therefore, $\beta \neq 1$.

In addition, the parameter β is determined by not only the volume relationship between the outer shell and inner core, but also the internal as-quenched stresses in the wire. That's why; the pretreatment conditions result in sensitive changings in $H_{min}(T)$ dependences (fig.3).

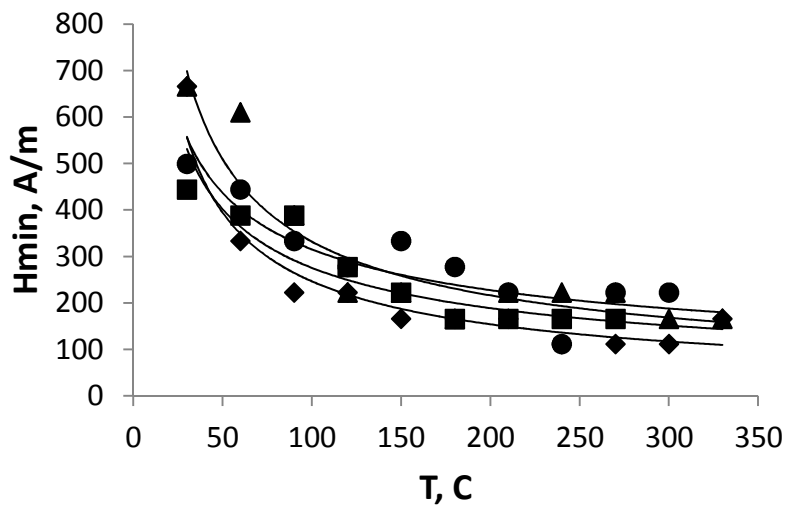


Fig.3. $H_{min}(T)$ dependences at different pretreatment conditions: T_{pre} : \blacklozenge - $T_{pre}=370^\circ\text{C}$; \blacktriangle - $T_{pre}=390^\circ\text{C}$; \blacksquare - $T_{pre}=420^\circ\text{C}$; \bullet - $T_{pre}=470^\circ\text{C}$;

This work is supported by Russian Foundation for Basic Research (grant № 14-08-00339)

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ НА СТРУКТУРНЫЙ ПЕРЕХОД МАРТЕНСИТНОГО ТИПА В СОЕДИНЕНИИ НА ОСНОВЕ MnCoGe

Маркин П.Е.^{1,2*}, Волегов А.С.², Мушников Н.В.¹

¹*Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия*

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

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

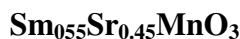
В нестехиометрическом соединении $Mn_{0.98}Co_{0.98}Ge$ проведены исследования кристаллической структуры, намагниченности и изменения температуры (ΔT) при адиабатическом намагничивании. При низких температурах соединение имеет орторомбическую структуру типа $TiNiSi$, а при нагревании, в области комнатных температур, наблюдается спонтанный структурный мартенситный переход 1-го рода в фазу с гексагональной кристаллической структурой типа Ni_2In , который сопровождается значительным, до 4%, изменением объема.

Для выяснения условий, при которых изменение магнитного поля приводит к максимальной степени структурного превращения, были проведены две различные термомагнитные обработки. Первая термообработка включала нагрев в нулевом поле от начальной температуры $T = 240$ К, при которой образец находился в однофазном состоянии с ромбической структурой, до конечных температур лежащих в интервале 280–295 К и соответствующих области прямого структурного перехода. Затем образец намагничивался. Вторая термообработка включала нагрев в том же температурном диапазоне, но в магнитном поле. Обнаружено, что первая термообработка практически не приводит к изменению относительного количества гексагональной и ромбической фаз, в то время, как при второй, при размагничивании, наблюдается необратимое увеличение количества гексагональной фазы. Степень структурного превращения возрастает с ростом магнитного поля. Так, при нагреве в поле 7 Тл и последующем перемагничивании количество гексагональной фазы возрастает на 15%, что должно сопровождаться изменением объема на 0.6%.

Исследования температурной зависимости ΔT -эффекта при адиабатическом намагничивании в области мартенситного перехода были проведены как при нагревании, так и при охлаждении образца. Можно было ожидать, что максимальная величина ΔT будет наблюдаться при тех температурах, где максимальна величина производной от намагниченности по температуре, а именно, в центрах температурных интервалов, соответствующих прямому и обратному структурным переходам. Однако, максимальные значения ΔT наблюдались вблизи температуры начала обратного перехода, $M_S = 280$ К, которая примерно совпадает с температурой Кюри (T_C) гексагональной фазы. Полученный результат может быть обусловлен тем, что в области фазового перехода 1-го рода образец гетерогенен, в нем одновременно присутствуют и ромбическая и гексагональная фазы. Как следует из [1], величина ΔT эффекта в гексагональной фазе вблизи ее T_C значительно больше, чем в ромбической фазе при тех же температурах. Максимальное содержание гексагональной фазы в образце наблюдается при охлаждении образца в районе M_S , что, вероятно, и приводит к увеличению ΔT -эффекта вблизи этой температуры.

[1] P.E. Markin, N.V. Mushnikov, E.G. Gerasimov et.al, Phys. Met. Metallogr., V. 114, N 11, P. 893-903

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОЭДС И МАГНЕТОТЕРМОЭДС, СВЯЗАННЫЕ С МАГНИТНОЙ И СТРУКТУРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ, В МАНГАНИТЕ



А.С. Морозов^{1*}, Л.И. Королева¹, Э.С. Жакина¹

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

*e-mail: asr@mail.ru

Исследование нейтронной и электронной дифракции и магнитных свойств манганита $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ показало, что в нем наблюдается магнитно-неоднородное состояние, состоящее из ферромагнитных (ФМ) кластеров ферронного типа [1] с температурой Кюри $T_C = 126$ К и двух видов антиферромагнитных (АФМ) кластеров – А-типа и СЕ-типа. При этом температура Нееля первого вида T_{NA} близка к T_C , а второго – $T_{NCE} = 240$ К [2,3]. Известно, что АФМ порядок СЕ-типа сопровождается зарядово-орбитальным (СО) упорядочением. Мы исследовали термоэдс α и магнетотермоэдс $\Delta\alpha/\alpha$ поликристаллического образца и двух монокристаллических образцов. Монокристаллические образцы были выращены методом бестигельной зонной плавки А.М. Балбашовым, при этом один образец был охлажден в атмосфере кислорода и другой на воздухе. На рисунках 1, 2 и 3 показаны температурные зависимости термоэдс α и магнетотермоэдс $\Delta\alpha/\alpha$ в некоторых магнитных полях этих образцов.

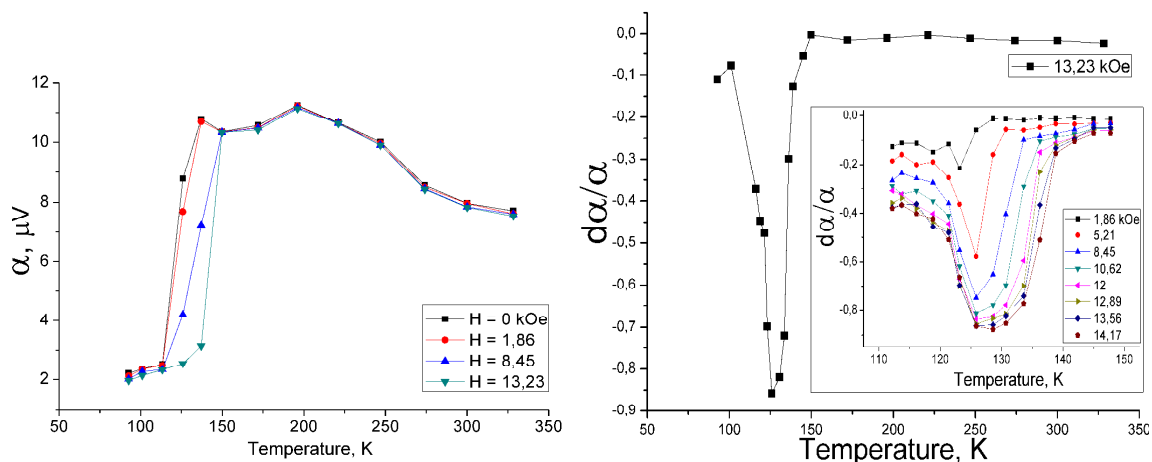


Рис.1. Температурная зависимость термоэдс (слева) и магнетотермоэдс (справа) в монокристалле $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, охлажденном на воздухе

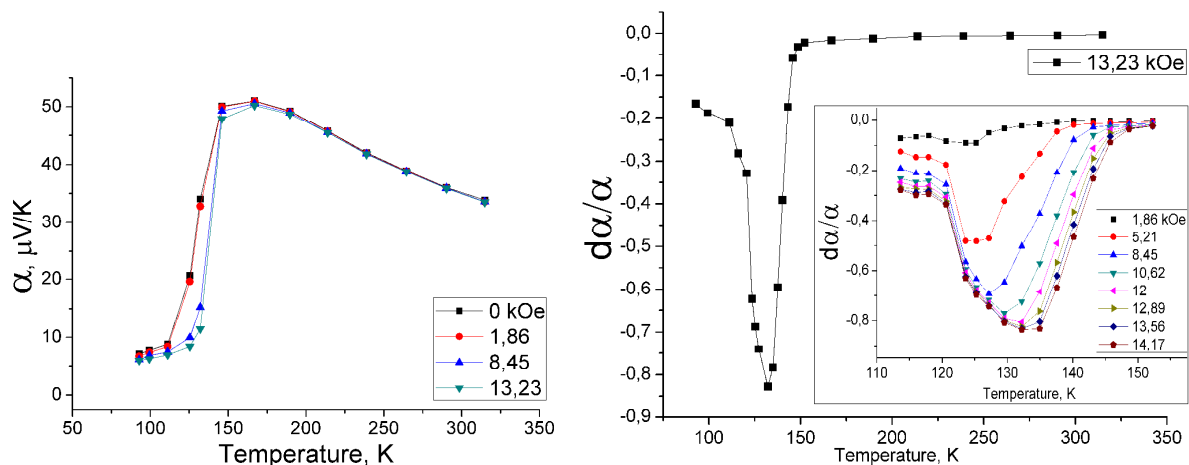


Рис.2. Температурная зависимость термоэдс (слева) и магнетотермоэдс (справа) в поликристаллическом образце $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$

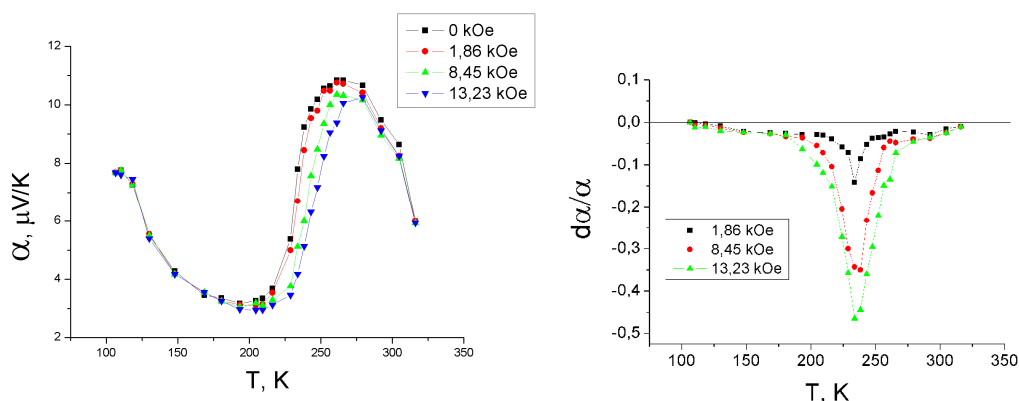


Рис.3. Температурная зависимость термоэдс (слева) и магнетотермоэдс (справа) в монокристалле $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, охлажденном в кислороде

Как видно из рисунков 1 и 2, в монокристаллическом образце, охлажденном на воздухе, и поликристаллическом образце наблюдается резкое возрастание на кривых $\alpha(T)$ начиная с температуры Кюри $T_C = 126$ К и после достижения максимума происходит медленный спад. При этом в температурном интервале $150 \leq T \leq 325$ К, включающем $T_{NCE} = 240$ К, величина α уменьшается всего на $\sim 30\%$. На кривых $\{\Delta\alpha/\alpha\}(T)$ наблюдается резкий минимум в районе T_C , при этом максимальная величина $|\Delta\alpha/\alpha|$ достигает 87% у монокристаллического образца и 82% у поликристаллического в магнитном поле 14.17 кОе. Гигантская отрицательная величина магнетотермоэдс в районе точки Кюри означает, что термоэдс почти исчезает при термальном разрушении ферронов. Приложение магнитного поля к образцу в районе T_C поддерживает существование ферронов, что и объясняет смещение минимума на кривых $\{\Delta\alpha/\alpha\}(T)$ к более высоким температурам, как можно видеть на вставках к рисункам 1 и 2. Отсюда следует, что термоэдс в этих образцах вызвана ФМ кластерами ферронного типа. Яназе и Касуя показали, что внутри ферронов постоянные решеток уменьшены [4]. Измененная кристаллическая решетка в этих кластерах вызывает изменение термоэдс в них. Температурная зависимость α и $\Delta\alpha/\alpha$ в некоторых магнитных полях монокристаллического образца, охлажденного в атмосфере кислорода, существенно отличается от показанной на рисунках 1 и 2. Широкий максимум на кривых $\alpha(T)$ в районе парамагнитной температуры Кюри $\Theta = 270$ К, захватывающий температуру Нееля АФМ кластеров $T_{NCE} = 240$ К. Значительно ниже этого максимума при понижении температуры к району T_C наблюдается возрастание α , но ее максимальная величина, где это возрастание заканчивается, составляет $\sim 70\%$ от величины α при 270 К. На кривой $\{\Delta\alpha/\alpha\}(T)$ наблюдается резкий минимум при T_{NCE} , при этом величина $|\Delta\alpha/\alpha|$ достигает 50% при $H = 13.2$ кОе. В этом образце резкое падение $|\alpha|$ связано с разрушением SE АФМ порядка, связанного с СО упорядочением, смещающим кислородные ионы. Измененная кристаллическая решетка в этих кластерах вызывает изменение термоэдс в них. Охлаждение в кислороде закрывает разорванные связи Mn-V-Mn (где V – вакансия кислорода) и создает благоприятную ситуацию для увеличения количества СО кластеров. Электрический ток, текущий в образце при измерении термоэдс, вызывает эффект Пельтье на границах АФМ кластера SE-типа или кластера ферронного типа. Наложение магнитного поля в районе T_C или T_{NCE} , ускоряющее разрушение магнитного порядка внутри них, вызывает резкое падение термоэдс всего образца. Это означает, что указанные кластеры вносят основной вклад в термоэдс всего образца. Таким образом, показано, что в наноматериалах величина термоэдс может быть значительно повышена.

[1] Э.Л. Нагаев, УФН, Т. 166, № 8, С. 833-858 (1996).

[2] В.В. Рунов, Д.Ю. Чернышов, А.И. Курбаков, М.К. Рунова, В.А. Трунов, А.И. Окороков, ЖЭТФ Т. 118, № . С. 1174-1187 (2000).

[3] А.И. Абрамович, Л.И. Королева, А.В. Мичурин, ЖЭТФ Т. 122, № 5. С. 1063-1073 (2002).

[4] A. Yanase, T. Kasuya, J. Phys. Jap. V. 25, N.8, 1025-1028 (1968).

ОСОБЕННОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНКИ $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$

Ниязов Л.Н.^{1*}, Джураев Д.Р.²

¹Бухарский инженерно-технологический институт, 200100, Бухара, Узбекистан

²Бухарский государственный университет, 200117, Бухара, Узбекистан

*e-mail: laziznn@mail.ru

Как известно кристаллы ферритов-гранатов и их соединения в течение более полвека являются объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. Такой интерес к ним обусловлен, в первую очередь, кристаллохимической особенностью ферритов-гранатов, которая позволяет синтезировать их с требуемыми магнитными параметрами. Кроме того, они обладают рядом уникальных свойств, например, оптической прозрачностью в видимом и ближнем инфракрасном свете, высокой чувствительностью доменной структуры к воздействию внешних факторов (электрических и магнитных полей, механических напряжений, лазерного излучения, теплового воздействия), и т.д. [1].

Относительно недавно в [2,3] было показано, что положением доменных границ (ДГ) в эпитаксиальных пленках редкоземельных ферритов-гранатов (РЗФГ) можно управлять с помощью неоднородного электрического поля. Результаты, полученные в [2,3], открывают перспективу разработки на основе РЗФГ материалов для элементной базы приборов магнитной микроэлектроники нового поколения. Согласно приведенной в [4] фазовой x - T -диаграмме, описывающей магнитное состояние системы $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$, вблизи комнатной температуры осями легкого намагничивания этих РЗФГ являются кристаллографические направления типа $\langle 100 \rangle$ (магнитная фаза Φ_{100}). ОФП $\Phi_{111} \rightarrow \Phi_{100}$ приводит к изменению направления вектора \mathbf{M} в кристалле и, как следствие, к перестройке его доменной конфигурации.

Для исследований был выбран один из образцов феррита-граната $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$, на которых проводились эксперименты в [5], с наиболее "правильной" с точки зрения теории ДС. Образец представлял собой плоскопараллельную пластинку толщиной $\sim 80 \mu m$ с поперечными размерами $\sim 2 mm$, развитые поверхности которой были параллельны кристаллографической плоскости (110). Вблизи комнатной температуры ДС образца формируют домены "коттоновского" типа со 110° и 70° ДГ, в которых векторы \mathbf{M} лежат в плоскости образца (в плоскости (110)) и ориентированы вдоль направлений $\langle 111 \rangle$ после переориентации легкой оси в области низких температур в образце реализуется 180° ДС с ориентацией \mathbf{M} в доменах в плоскости образца вдоль направления $\langle 100 \rangle$ (подробнее см. [5], [6]).

Экспериментально было обнаружено, что перестройка ДС образца сопровождается заметным рассеянием света. Как было определено, что на фоне незначительного монотонного роста прозрачности образца при понижении температуры в температурной области сосуществования фаз Φ_{111} и Φ_{100} на кривых $I(T)$ наблюдаются провалы (в максимуме провала величина I уменьшается примерно на 10%). Очевидно, что появление провалов на зависимости $I(T)$ вызвано уменьшением падающего на фотоприемник света за счет его рассеяния на возникающих при ОФП нестационарных во времени (случайных) пространственно неоднородных флуктуациях показателя преломления образца [7]. С этими же флуктуациями показателя преломления можно связать увеличение шумов фарадеевского

вращения вблизи T_c . В температурной области ОФП при развороте к новой оси легкого намагничивания вектор \mathbf{M} ”выбирает“ одно из двух (при переходе $\Phi_{111} \rightarrow \Phi_{100}$) либо одно из четырех (при переходе $\Phi_{100} \rightarrow \Phi_{111}$) возможных направлений. Поскольку при $T \rightarrow T_c$ ориентирующее действие магнитоанизотропного взаимодействия уменьшается (эффективная константа магнитокристаллической анизотропии $K_{\text{eff}} \rightarrow 0$ [4]), вблизи T_c амплитуда флуктуаций направления \mathbf{M} должна достигать максимального значения. Известно, что оптическая индикатриса кубического кристалла зависит от ориентации \mathbf{M} относительно кристаллографических осей [8]. Если считать, что случайные изменения локального показателя преломления в объеме образца связаны с неоднородными флуктуациями азимута вектора \mathbf{M} , то следует ожидать корреляции температуры максимума рассеяния распространяющегося сквозь образец света с T_c . Исходя из изложенного выше, при интерпретации результатов визуальных наблюдений перестройки ДС образца будем предполагать, что именно пространственно неоднородные флуктуации ориентации \mathbf{M} в кристалле вблизи T_c определяют ее поведение при ОФП. Учтем, что в реальном кристалле $\text{Tb}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ всегда существует некоторый разброс концентраций ионов Tb по объему, что, согласно магнитной фазовой x - T -диаграмме системы $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, приводит к пространственным вариациям температуры T_c . Как уже отмечалось, при $T \rightarrow T_c$ амплитуда, а следовательно, и энергия флуктуаций направления \mathbf{M} растут. Очевидно, что если энергия этих флуктуаций становится сравнимой с энергией ДГ, то в той области кристалла, где это условие выполняется, положение границы между соседними доменами становится неопределенным: ДГ ”размывается“ и пропадает (формально при $K_{\text{eff}} \rightarrow 0$ ширина ДГ $\delta \propto (J/K_{\text{eff}})^{1/2} \rightarrow \infty$, где J — обменная константа). Это означает, что предполагавшийся в [5] механизм температурного гистерезиса перестройки ДС образца за счет пиннинга ДГ на дефектах его кристаллической решетки существенной роли вблизи T_c не играет. Поэтому зародыш устойчивой магнитоупорядоченной фазы должен иметь (для компенсации проигрыша в энергии кристалла за счет образования ДГ) достаточно большой объем, что согласуется с результатами наблюдений. Вероятно, с задержкой образования зародышей и связан наблюдаемый температурный гистерезис перестройки ДС исследованного образца.

Следовательно, можно заключить, что неоднородные флуктуации играют существенную роль в процессе спонтанной переориентации вектора \mathbf{M} в исследованной пластинке феррита-граната $\text{Tb}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Список литературы

- [1] Ниязов Л.Н., Д.Р. Джураев, Б.Ю. Соколов Кристаллохимические и магнитные свойства тербий-иттриевого феррита-граната Республиканская научно практическая конференция «Актуальные проблемы химической технологии». – Бухара. (2014). С. 25-26
- [2] А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков. Письма в ЖЭТФ 86, 2, 124 (2007).
- [3] A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, E.P. Nikolaeva, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin. Appl. Phys. Lett. 93, 182 510 (2008).
- [4] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 317 с.
- [5] Б.Ю. Соколов. ФТТ 53, 8, 1505 (2011).
- [6] Л.Н. Ниязов, Б.Ю. Соколов, М.З. Шарипов. ФТТ 54, 9, 1695 (2012)
- [7] А. Исмару. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Мир, М. (1981). Т. 2. 317 с.
- [8] Г.А. Смоленский, В.В. Леманов, Г.М. Недлин, М.П. Петров, Р.В. Писарев. Физика магнитных диэлектриков. Наука, Л. (1974). 454 с.

CONCENTRATION DEPENDENCE OF THE SPIN-GAP IN SOLID SOLUTIONS $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x\text{CoO}_3$. STRUCTURAL PROPERTIES AND HIGH-TEMPERATURE SPIN AND ELECTRONIC TRANSITIONS IN GdCoO_3 .

Orlov Yu.S.^{1,2*}, Dudnikov V.A.¹, Ovchinnikov S.G.^{1,2,3}

¹*L.V. Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Akademgorodok
50/38, Krasnoyarsk, 660036, Russia*

²*Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia*

³*M.F. Reshetnev Siberian State Aerospace University, Krasnoyarsk, 660014, Russia*

*e-mail: jso.krasn@mai.ru

The temperature dependence of the static magnetization of polycrystalline rare-earth cobaltites $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x\text{CoO}_3$ ($x = 0.2, 0.5, 1$) was measured in a wide temperature range up to 900K. The contribution from Co^{3+} ions at high temperatures to the magnetic susceptibility was obtained. The Birch - Murnaghan equation and the magnetic data were used to determine the spin gap Δ_s as the difference between the energies of Co^{3+} high-spin (HS) and low-spin (LS) states in these compounds. We discuss the possibility to control the spin gap value by continuous change of the unit cell volume that can be achieved in the solid solution compounds $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x\text{CoO}_3$ ($0 < x < 1$). The spin gap value is in a good agreement with linear extrapolation between LaCoO_3 and GdCoO_3 values.

In the two-phase model, with HS/LS probabilities calculated from the found spin gap and the LS and HS volumes calculated by the DFT-GGA method, we were able to reproduce the temperature dependence of the unit-cell volume and thermal expansion in GdCoO_3 . Thus, we conclude that in GdCoO_3 the main mechanism of the lattice expansion is not the conventional lattice anharmonicity, but the HS/LS fluctuations. The electronic structure has been calculated by the LDA+GTB method. At zero temperature, we have obtained the charge-transfer insulator with the charge gap $E_g = 0.5\text{eV}$. The thermal population of the HS term results in the in-gap band formation inside the insulator gap and smooth insulator-metal transition at $T_{IMT} = 780\text{K}$. Heat-capacity measurements revealed a smooth maximum near the T_{IMT} . Our proposed mechanism of insulator-metal transition is associated with a decrease in the effective Hubbard energy U_{eff} at the thermal spin HS-LS-crossover in the electronic system of transition metal ions is new in the Mott-Hubbard insulators.

МАГНИТОУПРУГИЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СОЕДИНЕНИЯХ (Ть, Ду, R)Fe_xCo_{2-x} (где R = Ho или Gd)

Политова Г.А. ^{1,2}

*Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова РАН, 119991, Москва, Россия
Международная лаборатория высоких магнитных полей и низких температур ПАН, 53-421,
Вроцлав, Польша
gpolitova@gmail.com*

Редкоземельные (РЗ) интерметаллические соединения RT₂ (где R – РЗ элемент, T = Fe, Co) - фазы Лавеса с кубическим типом структуры - широко известны в науке и технике благодаря своим уникальным магнитным свойствам. Гигантские значения магнитострикции как в области низких температур, так и в области комнатной (например Терфенол-Д - Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe₂ [1]), значительный по величине магнитокалорический эффект (МКЭ) в области температур магнитных фазовых переходов (соединения на основе Co [2]) делают данные соединения интересным перспективным объектом для поиска новых материалов, применимых в области энергетики, авиационно-космической промышленности, медицине.

Целью данной работы явилось экспериментальное исследование магнитоупругих и магнито тепловых явлений в замещенных многокомпонентных соединениях (Ть, Ду, R)Fe_xCo_{2-x} (R = Ho, Gd) со структурой фаз Лавеса, анализ природы возникновения и взаимосвязь этих явлений, и целенаправленный поиск новых перспективных материалов.

Синтез исследуемых соединений проводился методом дуговой с последующим отжигом. Аттестация показала однофазность полученных образцов. Измерения намагниченности и теплоемкости проводились на стандартном оборудовании (PPMS). Магнитострикция измерялась как тензометрическим, так и дилатометрическим методами. Измерения МКЭ выполнены прямым методом в полях до 1.8 Тл и интервале температур от 80 до 350 К, а также косвенными методами. Установлено, что исследованные соединения при температуре Кюри обладают гигантским объемным магнитоупругим эффектом (~10⁻³ при 1.8 Тл), обусловленным, главным образом, кобальтовой подсистемой и хорошо объясняемым в рамках зонной модели магнетизма и значительным МКЭ (до 2.3 К при $\mu_0\Delta H = 1.8$ Тл). Показана прямая зависимость между величиной объемной магнитострикции и МКЭ исследуемых соединений как в самой точке Кюри, так и в достаточно широкой ее области
Работа выполнена при фин. поддержке РФФИ (проект № 14-03-31342 мол_а).

[1] E. Clark and H.T.Savage, US Patent No. 3,949,351, 6 April (1976).

[2] K.A. Gschneidner, V.K. Pecharsky, A.O. Tsokol, Rep. Prog. Phys.. v. 68. p. 1479. (2005)

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЕ В МАГНИТОПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТАХ. ВЛИЯНИЕ НА МАГНИТНЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Петров А.В.¹, Сафронов А.П.^{1,2*}, Тезриян Т.В.¹, Бекетов И.В.^{1,2}, Кудреватых Н.В.¹

¹ Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, РФ

² Институт электрофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург, РФ

*e-mail: Safronov@iep.uran.ru

Одним из актуальных направлений развития современных полимерных технологий является создание композитных материалов на основе микро- и наноразмерных частиц. Особое внимание уделяется магнитополимерным композитам, в которых дисперсные частицы магнитного материала равномерно распределены в полимерной матрице. Улучшение магнитных свойств как магнитотвердых, так и магнитомягких полимерных композитов достигается повышением доли магнитного порошка в композиции и применением порошков, обладающих лучшими магнитными характеристиками. Однако увеличение степени наполнения неизбежно приводит к ухудшению механических свойств композиции. В этой связи особое значение приобретают исследования межфазного взаимодействия полимера и магнитного наполнителя, которое обеспечивает механические свойства магнитных полимерных композитов. Кроме того, взаимодействие на межфазной границе может сказываться и на магнитных свойствах композитов. Поэтому исследование межфазного взаимодействия в магнитонаполненных полимерных композитах и установление его связи со свойствами этих материалов является актуальной проблемой современной науки и технологии полимерных композиционных материалов.

В настоящей работе было исследовано межфазное взаимодействие в магнитополимерных полимерных композитах на основе промышленных эластомеров различной природы, и сопоставлено с изменением их магнитных и механических характеристик в зависимости от количества введенного магнитного наполнителя.

В качестве наполнителей были взяты промышленные образцы наноструктурированного порошка марки MQR-B фирмы MAGNEQUENCH Int., полученного методом сверхбыстрой закалки сплава Nd-Fe-B, микродисперсного порошка железа (ГОСТ 13610-79), нанопорошки железа и никеля синтезированные методом электрического взрыва проволоки [1]. Метод заключается в испарении металлической проволоки высоковольтным электрическим разрядом в заданной атмосфере и последующей конденсации паров в наночастицы сферической формы. В качестве полимерной матрицы для магнитонаполненных композитов были использованы промышленные полимеры: синтетический изопреновый каучук СКИ (ГОСТ 14925-79 изм. 1-8), полихлоропрен ПХП (LANXESS), сополимер акрилонитрила и бутадиена с содержанием акрилонитрильных групп 18 масс. % СКН-18 (ТУ 38.103488-89), синтетический каучук диметилметилвинилсилоксановый СКТВ (ТУ 38.103675-89).

Межфазное взаимодействие в наполненных композиционных материалах характеризуется величиной энтальпии адгезии, которая представляет собой изменение энтальпии системы при возникновении адгезионного контакта на границе частиц дисперсного наполнителя и полимерной матрицы, в которой он распределен. Непосредственное измерение этой величины невозможно в силу кинетической заторможенности процессов с участием полимеров. Поэтому для ее определения используют термохимический цикл, включающий

экспериментальное измерение энтальпии смачивания порошка наполнителя и энтальпии растворения полимера и композитов разного состава в выбранном растворителе [2].

В работе были получены концентрационные зависимости энтальпии адгезии для всех исследованных композитов в области весового содержания магнитного наполнителя от 10 до 90%. Было показано, что энтальпия межфазного взаимодействия в композитах на основе диеновых каучуков ПХП, СКИ, СКН-18 отрицательна во всей области составов и по абсолютному значению достигает 2,5 Дж/г, что говорит о хорошем адгезионном взаимодействии между наполнителем и полимерной матрицей. Показано, что кремнийорганический каучук СКТВ не обладает адгезией к частицам магнитного наполнителя, в результате чего образование композита характеризуется положительными значениями энтальпии межфазного взаимодействия. По увеличению адгезионного взаимодействия эластичные полимерные матрицы можно выстроить в ряд СКТВ<СКИ<ПХП<СКН-18. В этом же ряду увеличивается полярность полимерной матрицы, что говорит о существенном вкладе сил электростатической природы в величину энтальпии межфазного взаимодействия.

Для композитов на основе магнитомягких частиц показано, что коэрцитивная сила и остаточная магнитная индукция композитов не зависят от природы полимерной матрицы. Увеличение степени наполнения приводит к снижению коэрцитивной силы нанокompозитов в результате увеличения магнитоэлектростатического взаимодействия между цепочечными агрегатами наночастиц в композите. В отличие от магнитомягких композитов коэрцитивная сила магнитотвердых композитов зависит от природы матрицы и падает с уменьшением степени наполнения на 22% от величины H_c чистого порошка Nd-Fe-B. Установлено, что улучшение адгезионного взаимодействия в композите ведет к снижению значений коэрцитивной силы композитов, наполненных микрочастицами Nd-Fe-B. По-видимому, усиление адгезии полимерной матрицы к поверхности микрочастиц Nd-Fe-B в области отрицательных значений энтальпии адгезии приводит к росту механических напряжений на поверхности микрочастиц. При плохом адгезионном взаимодействии, отвечающем положительным значениям энтальпии адгезии, также наблюдается уменьшение значений коэрцитивной силы. Вероятно, при плохой адгезии между полимером и наполнителем, при размагничивании композита возможно вращение частиц наполнителя в полимерной матрице, что вызывает снижение значений коэрцитивной силы.

Механические свойства магнитонаполненных полимерных композитов более сильно, чем магнитные зависят от природы полимерной матрицы, степени дисперсности наполнителя и формы его частиц. В этом случае межфазное взаимодействие в композитах выступает лишь как один из многих факторов, влияющих на механические свойства.

Работа выполнялась при финансовой поддержке фонда РФФИ грант №14-03-31426-мол_а и совместного гранта CRDF-УрО РАН RUE2-7103-EK-13

Ссылки на литературу.

[1] Yu. A. Kotov, J. Nanoparticle Research. V. 5. № 5-6. P.539-550 (2003)

[2] А.П. Сафронов, А.С. Истомина, Т.В. Терзиян, Ю.И. Полякова, И.В. Бекетов, Высокомолек. соед. Т.54. №3. С.411-421. (2012)

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МУЛЬТИФУНКЦИОНАЛЬНОМ СПЛАВЕ ГЕЙСЛЕРА $Ni_{43}Mn_{37.8}In_{12.2}Co_7$

Файзуллин Р.Р.^{1*}, Бучельников В.Д.¹, Жуков М.О.², Каманцев А.П.³

¹Челябинский государственный университет, 454001, Челябинск, Россия

²Российский научно-исследовательский институт трубной промышленности, 454139, Челябинск, Россия

³Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, 125009, Москва, Россия

*e-mail: fayzullinrr@gmail.com

Магнитокалорическим эффектом (МКЭ) принято называть адиабатическое изменение температуры магнетика, индуцированное изменением внешнего магнитного поля. Материалы с большими значениями МКЭ могут быть использованы в технологии магнитного охлаждения [1]. Недавние экспериментальные исследования показали, что сплавы Гейслера Ni-Mn-X (X = Ga, In, Sb) также являются привлекательными для применения в магнитных холодильных установках [2].

Получены полевые температурные зависимости намагниченности и кривые ДСК, из них определены температуры начала и конца фазового перехода мартенсит/аустенит ($M_S = 288,8K$; $M_F = 259,5K$; $A_S = 307,7K$; $A_F = 332,5K$) и температура Кюри $T_C=424K$. Прямым методом измерены температурные зависимости адиабатического изменения температуры ΔT_{ad} при изменении магнитного поля H от 0 до 2 Тл вблизи температуры структурного перехода. Экспериментально исследован магнитокалорический эффект (МКЭ) в сплавах Гейслера $Ni_{43}Mn_{37.8}In_{12.2}Co_7$. Показано, что вблизи температуры мартенситного превращения $T_M = 311K$, при измерении на нагрев, имеет место обратный МКЭ абсолютной величиной 2,36К (рис.1). Величина МКЭ измеренная при охлаждении образца значительно меньше $\Delta T_{ad} = -0,49K$.

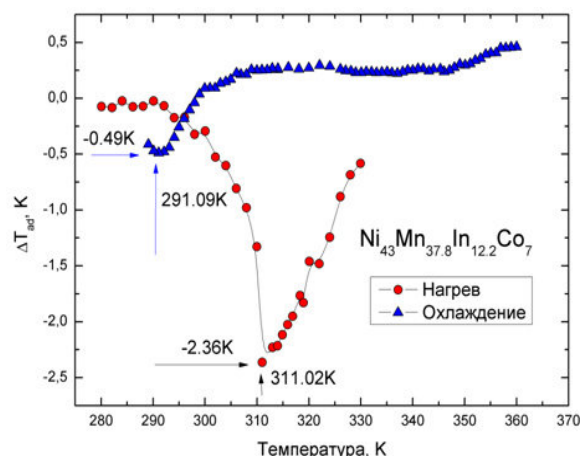


Рис.1. Зависимость МКЭ от температуры $\Delta T_{ad}(T)$ при изменении индукции магнитного поля H от 0 до 2Тл (круглые маркеры при нагревании образца, треугольные – при охлаждении).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ Грант #14-02-00570, и частично РФФИ Грант #14-02-01085

Ссылки на литературу.

[1] K. Gschneidner Jr. and V.K. Pecharsky, Int. J. Refrig., V.31, P. 945 (2008).
 [2] A. Planes, L. Manosa, and M. Acet, J. Phys.: Condens. Matter., V. 21, 233201 (2009).

**ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ НИКЕЛЯ НА СТРУКТУРУ
И МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОКОМПОЗИТОВ
ФЕРРИТОВ НИКЕЛЯ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛИСАХАРИДНОЙ МАТРИЦЕЙ**

**Александрова Г.П.^{1*}, Богомяков А.С.², Вакульская Т.И.¹, Хуцишвили С.С.¹,
Феоктистова Л.П.³, Сапожников А.Н.³, Клименков И.В.⁴, Прозорова Г.Ф.¹,
Сухов Б.Г.¹, Овчаренко В.И.², Трофимов Б.А.¹**

¹*Иркутский институт химии им. А.Е. Фаворского СО РАН,¹ Иркутск, alex@irioch.irk.ru*

²*Международный томографический центр, Новосибирск*

³*Иркутский институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, Иркутск,*

⁴*Лимнологический институт СО РАН, Иркутск*

Достижения в области нанотехнологий, связанные с дизайном магнитоактивных систем, привели к изучению зависимости физических свойств наноматериалов от их размеров. Оксиды переходных металлов вызывают значительный интерес из-за потенциального применения в высокочастотных установках, датчиках влажности и магнитных жидкостях технического и биомедицинского назначения. Специфические условия для формирования наночастиц возникают, когда для предотвращения избыточной агрегации частиц используют высокомолекулярные стабилизаторы, адсорбирующиеся на их поверхности. В работе обсуждается синтез наноконпозитов с нанофазой феррита никеля с варьируемым количеством никеля, стабилизированных биосовместимой полисахаридной матрицей.

Особенностью синтеза является использование в качестве дополнительного прекурсора ионов двухвалентного железа Fe(II) наряду с ионами Fe(III) и Ni(II). Изменение состава магнитной компоненты, так же как изменение количественного соотношения магнитное ядро - полимерная оболочка, позволяет в определенных пределах влиять на характеристики наноманетиков. По данным рентгенофазового анализа феррит никеля формируется в виде нанокристаллитов с размерами 8-9 нм и параметром элементарной ячейки $a = 8,368 - 8,375 \text{ \AA}$.

Контроль морфологии, размерного распределения и топографии поверхности методами электронной микроскопии важны при получении магнитоактивных однодоменных частиц. Средний диаметр наночастиц равен 7.3 нм, они имеют узкое распределение дисперсности. Расстояние между частицами превышает их размеры в несколько раз, что свидетельствует о малом вкладе в обменное магнитное взаимодействие между отдельными наночастицами. Электропроводность образцов ферритов остается того же порядка, что и для исходной матрицы ($5,4 \cdot 10^{-11} \text{ См/см}$) и позволяет отнести наноконпозиты к диэлектрикам.

Первичный скрининг магнитоактивности полученных конпозитов проведен с использованием метода ЭПР. Детально магнитные свойства наноконпозитов были исследованы на СКВИД-магнетометре в температурном интервале 5-320 К в магнитных полях от -15 кЭ до +15 кЭ. При комнатной температуре образцы суперпарамагнитны, зависимости намагниченности от величины приложенного магнитного поля линейны. Установлено, что образцы являются ферромагнетиками при 5 К. Величина намагниченности в магнитном поле 15 кЭ при 5 К возрастает с увеличением содержания никеля в образце. Таким образом, замещение ионов железа ионами никеля в составе образующихся наночастиц обеспечивает изменение магнитных свойств наноконпозитов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 14-43-04127, 14-03-00859_a).

СПЕКТР ОБЪЕМНЫХ И ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ УЗКИХ ФЕРРИТОВЫХ ВОЛНОВОДОВ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Григорьева Н.Ю.^{1*}, Попов Д.А.¹

¹ Санкт-Петербургский государственный

электротехнический университет, 197376, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: renes3@mail.ru

Устойчивый интерес к исследованию спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитных наностержнях и микроструктурированных магнотонных системах, поддерживается перспективой их применения в логических элементах и устройствах обработки сигналов на СВЧ и на субтерагерцовых частотах. За последние несколько лет во множестве экспериментальных исследований посвященных распространению спиновых волн в ограниченных ферромагнитных структурах наблюдались новые интересные эффекты [1-4]. Тем не менее, некоторые авторы отметили, что не все наблюдаемые эффекты и зависимости могут быть описаны в рамках широко используемых аналитических подходов и даже микромагнитное моделирование не дает должных результатов. Это утверждение в основном связано с так называемыми локализованными спин-волновыми модами, которые существуют в магнитных ямах вблизи боковых граней ограниченных ферромагнитных структур. Эти локализованные моды спиновых волн хорошо наблюдается в поперечно намагниченных узких ферромагнитных волноводах из пермаллоя или ЖИГ (железо-иттриевого граната) [2,4].

Здесь, на базе ранее разработанной теории [5], мы представляем последовательные теоретическое исследование поведения локализованных спин-волновых мод в узких ферромагнитных волноводах с прямоугольным поперечным сечением. Указана роль размагничивающего поля в формировании спектра спиновых волн в магнотонных структурах конечной ширины.

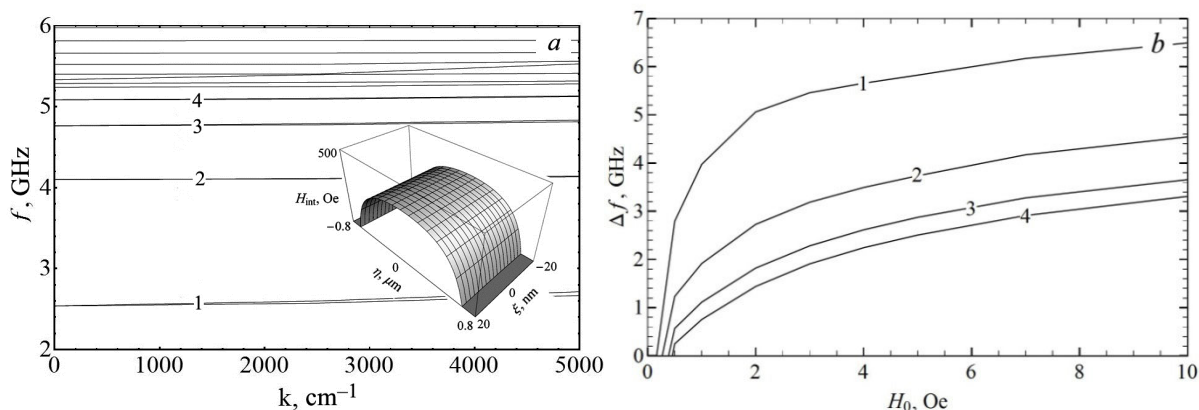


Рис.1. Спектр регулярного пермаллоевого волновода намагниченного полем 500 Э (a) полевая зависимость глубины залегания для первых четырех локализованных мод при $k=0$ (b). На вставке показано распределение внутреннего поля в поперечном сечении волновода

На рис. 1(a) представлен спектр регулярного волновода. Расчеты были выполнены для пермаллоевого волновода толщиной 40 нм и шириной 800 нм помещенного во внешнее магнитное поле 500 Э. На вставке показано сильно неоднородное внутреннее магнитное поле в поперечном сечении волновода. Цифрами пронумерованы первые четыре пары

спектральных ветвей локализованных спин-волновых мод. На рис. 1 (б) показана соответствующая полевая зависимость глубины залегания для каждой локализованной моды. Глубина залегания для локализованных мод отсчитывается от частоты основной объемной моды данного волновода при $k=0$ (то есть от частоты ФМР волны Дэймона-Эшбаха). На полевой зависимости можно наблюдать критическое поведение кривых для различных локализованных мод. С увеличением внешнего магнитного поля локализованные моды появляются одна за другой при соответствующих критических полях.

Кроме того, была получена зависимость частоты объемных и локализованных спин-волновых мод от отношения толщины к ширине при нескольких значениях намагничивающего поля. Детальное исследование формы и поведения локализованных спин-волновых мод проводилось в экспериментальной работе [2]. В соответствии с разработанной нами моделью была качественно описана экспериментальная частотная зависимость расстояния между максимумами интенсивности локализованных спин-волновых мод распространяющихся в магнитных ямах вблизи боковых граней волновода.

Таким образом, в данной работе установлена связь между магнитной перестраиваемостью спектра локализованных спин-волновых мод и геометрическими параметрами прямоугольного волновода, а также выведены условия существования для локализованных спин-волновых мод.

Ссылки на литературу.

- [1] G.Gubbiotti, S.Tacchi, M. Madami, G. Carlotti, A.O. Adeyeye, M. Kostylev, J. Phys. D: Appl. Phys., V.43, N. 26, P. 264003 (2010).
- [2] V. E. Demidov, S. O. Demokritov, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, Appl. Phys. Lett., V.92, N. 23, P. 232503 (2008).
- [3] T. Brächer, P. Pirro, J. Westermann, T. Sebastian, B. Lägel, B. Van de Wiele, A. Vansteenkiste, B. Hillebrands, Appl. Phys. Lett., V.102, N. 13, P. 132411 (2013).
- [4] P. Pirro, T. Brächer, A. V. Chumak, B. Lägel, C. Dubs, O. Surzhenko, P. Görnert, B. Leven, B. Hillebrands, Appl. Phys. Lett., V.104, N. 1, P. 012402 (2014).
- [5] N. Grigoryeva, D. Popov, B. Kalinikos, EPJ Web of Conf., V.40, P. 12004 (2013).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ГРАНУЛИРОВАННЫХ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ СПЛАВОВ КОБАЛЬТА

Денисова Е.А.^{1*}, Кузовникова Л.А.², Исхаков Р.С.¹, Комогорцев С.В.¹,
Кузовников А.А.³

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

² Красноярский институт железнодорожного транспорта, 660028, Красноярск, Россия

³ ЗАО Импульсные технологии, 660036, Красноярск, Россия

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

В последние годы идет интенсивное исследование магнитных материалов, сочетающих механические, оптические, электрические свойства матриц со специфическими магнитными свойствами наночастиц. Гранулированные структуры, содержащие ферромагнитные (ФМ) частицы в «немагнитной матрице» обладают рядом свойств, которые позволяют рассматривать их как перспективные материалы для создания новых приборов микроэлектроники. Считается, что особенности магнитных свойств композитов ферромагнитный металл – диэлектрик обусловлены особенностями микромагнитной структуры этих материалов. В таких гранулированных композитах с большим содержанием металлической фазы (превышающим порог перколяции) магнитные свойства определяются не только размером зерен, но и обменными взаимодействиями между смежными зернами. Отметим, что при размере ФМ гранул много большим величины $d_{кр} = (A/\epsilon K)^{1/2}$ (где A – постоянная обмена, K – константа магнитной анизотропии, числовой коэффициент $\epsilon < 1$ определяется экспериментально из кривых намагничивания), кривые намагничивания, как и в порошковых системах, определяются компромиссом между энергией локальной анизотропии зерна и энергией намагниченности во внешнем поле [1]. При размере ФМ гранул много меньше величины $d_{кр}$, в смежных зернах намагниченность ориентируется параллельно, поэтому в этих системах вводят магнитную корреляционную длину: $L \sim A^2/K^2 d^3$ и, соответственно, статистически среднюю анизотропию $\langle K \rangle \sim K^4 d^6/A^3$. И уже эта анизотропия будет определять интегральные магнитные характеристики композитов. В настоящей работе представлены результаты сравнительного исследования особенностей магнитных свойств двух типов гранулированных композитов ферромагнетик-диэлектрик за порогом перколяции с размерами ФМ зерен больше и меньше $d_{кр}$.

В качестве композита с размерами зерен меньше $d_{кр}$ выбраны гранулированные композиты $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}$ ($30 < X < 80$) и $Co-SiO_2$, изготовленные методом магнетронного напыления (размеры ФМ гранул 4÷6 нм). Второй тип композита изготовлен из композиционных частиц ядро-оболочка Co/Al_2O_3 методом динамического компактирования (размеры ФМ гранул 100-300 нм). В докладе обсуждаются спектры ферромагнитного резонанса и статические магнитные характеристики гранулированных композитов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 13-03-00476

[1] R. S. Iskhakov and S. V Komogortsev, *Phys. Met. Metallogr.*, vol. 112, pp. 666–681, 2011.

ОТРАЖЕНИЕ СВЧ ВОЛН ОТ МАГНИТНЫХ КОМПОЗИТНЫХ И МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЁНОК

Kotov L.N.¹, Utkin A.A.¹, Антонец И.В.¹, Шавров В.Г.², Щеглов В.И.², Калинин Ю.Е.³, Ситников А.В.³,

¹ Сыктывкарский государственный университет, 167001, Сыктывкар, Россия

² Воронежский государственный университет, 394026, Воронеж, Россия

³ Институт радиотехники и электроники РАН, 103907, Москва, Россия

*e-mail: kotovln@mail.ru

Прогресс в микро- и нано- электронике, связанный с развитием тонкопленочных технологий, требует расширения исследований свойств плёнок с различной структурой, в том числе и электродинамических свойств в различных диапазонах частот. Исследованию проводимости и электродинамических свойств магнитных композитных и многослойных плёнок, посвящено значительное количество работ, где изучаются отражающие, поглощающие свойства таких плёнок в оптическом и инфракрасном диапазоне. Для таких волн размер структурных неоднородностей в плёнке порядка длины волны, и соответственно, распределение поля волны внутри плёнки неоднородно и для них могут наблюдаться резонансные и релаксационные размерные эффекты. Исследованию электродинамических свойств сантиметрового диапазона, для которого длина волны на несколько порядков больше толщин плёнок и размеров структурных неоднородностей, уделено значительно меньше внимания. Тем не менее, именно в этой СВЧ области частот такие плёнки используются для создания устройств обработки и передачи информации, а также для создания тонких поглощающих покрытий СВЧ излучения.

Данная работа посвящена исследованию отражения, прохождения сантиметровых электромагнитных волн от частоты при различных соотношениях концентраций магнитной металлической и диэлектрической фаз в композитных плёнках и слоях многослойных плёнок, а также выявление связи полученных характеристик с микро- и нано- структурой плёнок и их проводящими и магнитными свойствами. Для получения плёнок использовались мишени из металлических сплавов (Co-Ta-Nb) и диэлектрика SiO₂. Напыление слоёв и плёнок осуществлялось методом ионной бомбардировки мишеней на диэлектрические подложки из ситалла (поликристаллического стекла). Многослойная плёнка состояла из слоёв: композит {(Co-Ta-Nb)+SiO₂} и диэлектрик SiO₂. Толщины композитных плёнок составляли 1-2 мкм, многослойной плёнки – 0.4÷1.0 мкм и зависели от концентрации металлической фазы x в композите. Толщины композитных и диэлектрических слоев составляли 1÷4 нм, и также зависели от x . Размеры гранул составляли 10-100 нм для композитных плёнок и 1÷10 нм для многослойной плёнки. Экспериментальные данные по СВЧ отражению в области частот 8-80 ГГц обсуждены на основе проводящих, магнитных, электрических свойств гранул, слоёв. Наличие диэлектрических слоёв между магнитными композитными слоями значительно изменяют СВЧ спектры. Выявлена область высокочастотной релаксации коэффициента отражения для многослойных плёнок, обусловленных многослойной структурой: композит-диэлектрик.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№13-02-01401-а).

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ КОМПОЗИТ-КОМПОЗИ

Алешников А.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Тарасова О.С.

Воронежский государственный технический университет,

394026, Воронеж, Россия

oksanchik2603@mail.ru

В данной работе рассмотрена возможность изменения ростовой перпендикулярной анизотропии композитов $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ и $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ за счет формирования многослойной структуры и влияние изменения структуры на магнитные свойства пленок.

Ионно-лучевым распылением составной мишени были синтезированы образцы объемных композитов $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$, $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ и многослойных структур $\{[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}]/[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}+\text{O}_2]\}_{178}$, $\{[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}]/[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}+\text{O}_2]\}_{300}$. Многослойные структуры представляют чередующиеся слои композита полученного в атмосфере аргона и композита в атмосфере аргона с добавлением кислорода. Получение многослойных гетерогенных структур композит-композит было осуществлено по следующей технологии. В течение 47 секунд производилось напыление композитов $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ или $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ в атмосфере аргона, затем 15 секунд в смешанной атмосфере аргона с добавлением кислорода. Толщины слоев составляют несколько нанометров.

Исследование магнитных свойств композиционных и многослойных пленок показало, что введение прослойки окисленного композита приводит к подавлению перпендикулярной к плоскости пленки составляющей магнитной анизотропии. Также выявлено значительное увеличение значений действительной части комплексной магнитной проницаемости (μ') в составах гетерогенных многослойных пленок после порога перколяции относительно объемных наногранулированных композитов аналогичного фазового состав.

Изменения магнитостатических свойств пленок композитов и многослойных гетерогенных структур оказало значительное влияние на частотные зависимости действительной и мнимой (μ'') частей комплексной магнитной проницаемости.

Композит $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{66,2}(\text{SiO}_2)_{33,8}$ имеет широкий пик зависимости $\mu''(f)$. Максимальное значение μ'' наблюдается при частоте 500 -600 МГц ($f_{\text{рез}}$). Действительная часть комплексной магнитной проницаемости уменьшается в диапазоне частот 500-1300 МГц. Для пленок композита $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{61}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{39}$ $f_{\text{рез}} \approx 600$ МГц. Однако, композит $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{61}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{39}$ имеет низкие значения μ' и μ'' для частот ниже $f_{\text{рез}}$. Значительная ширина максимума $\mu''(f)$ обусловлена дисперсией локальных полей магнитной анизотропии, свойственной для объемных композитов.

Существенные изменения кривых $\mu'(f)$ и $\mu''(f)$ наблюдаются для гетерогенных многослойных структур. Для пленки $\{[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{67,4}(\text{SiO}_2)_{32,6}]/[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{67,4}(\text{SiO}_2)_{32,6}+\text{O}_2]\}_{178}$ существенно возросло значение $f_{\text{рез}}$ (до 2,5 ГГц), при этом величина μ' в частотно независимой области изменилась незначительно (рис. 1).

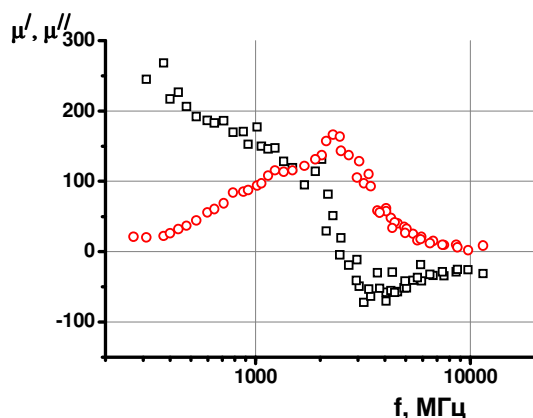


Рис. 1. Частотные зависимости действительной (кривая 1) и мнимой (кривая 2) частей комплексной магнитной проницаемости многослойной гетерогенной структуры $\{[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{67,4}(\text{SiO}_2)_{32,6}]/[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{67,4}(\text{SiO}_2)_{32,6}+\text{O}_2]\}_{178}$, полученной при циклическом напылении в атмосфере Ar с давлением $6 \cdot 10^{-4}$ Торр в течение 47 с и смешанной атмосфере (Ar с давлением $6 \cdot 10^{-4}$ Торр и O_2 с давлением $3,2 \cdot 10^{-5}$ Торр) в течение 15 с

Для многослойной гетерогенной структуры $\{[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{61}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{39}]/[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{61}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{39}+\text{O}_2]\}_{300}$ частота естественного ферромагнитного резонанса возросла не столь значительно (~ 800 МГц), однако значения μ' и μ'' существенно увеличились относительно объемного композита (рис. 2). При этом μ' и μ'' для многослойной структуры на основе композита $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{61}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{39}$ остались ниже, чем для многослойной структуры на основе композита $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{66,2}(\text{SiO}_2)_{33,8}$.

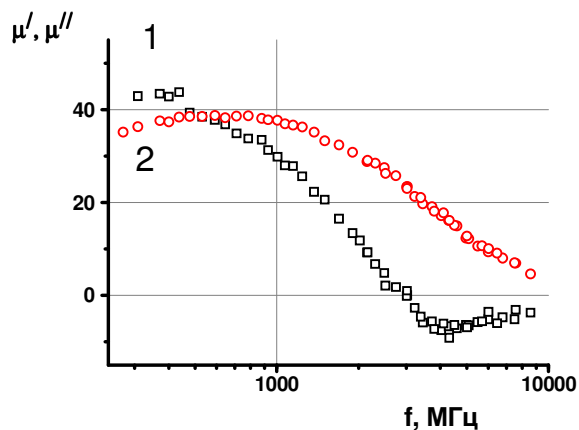


Рис. 2- Частотные зависимости действительной (кривая 1) и мнимой (кривая 2) частей комплексной магнитной проницаемости многослойной структуры $\{[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{61}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{39}]/[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{61}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{39}+\text{O}_2]\}_{300}$, полученной при циклическом напылении в атмосфере Ar с давлением $6 \cdot 10^{-4}$ Торр в течение 47 с и смешанной атмосфере (Ar с давлением $6 \cdot 10^{-4}$ Торр и O_2 с давлением $2 \cdot 10^{-5}$ Торр) в течение 15 с

В заключение отметим, что синтезированные многослойные структуры $\{[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{60}(\text{SiO}_2)_{40}]/[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{60}(\text{SiO}_2)_{40}+\text{O}_2]\}_{176}$ можно отнести к перспективным магнитным материалам для различных практических применений в ВЧ- и СВЧ-диапазонах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-02-97511-р_центр_a).

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННОМ ГАДОЛИНИИ

Терёшина И.С.^{1,2}

¹*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, 119991, Москва, Россия*

²*Московский государственный университет, 119991, Москва, Россия*

**e-mail: teresh@imet.ac.ru*

В последние годы наноструктурированные материалы привлекают особое внимание исследователей, работающих в различных областях науки и техники. Это связано с тем, что свойства объемных материалов значительным образом отличаются от свойств наноматериалов. Известно большое количество работ, посвященных исследованию свойств наноструктурированного железа, меди, титана и др. Однако исследованию редкоземельных элементов в наноструктурированной состоянии посвящено относительно небольшое количество работ. Среди редкоземельных элементов гадолиний занимает особое место. Во-первых, он обладает достаточно слабой магнитокристаллической анизотропией, однако демонстрирует при этом сразу два магнитных фазовых перехода: переход «беспорядок-порядок» в области комнатной температуры и переход «порядок-порядок» при $T = 230$ К (магнитный момент Gd отклоняется от оси c) [1]. Оба перехода являются фазовыми переходами второго рода. Во-вторых, гадолиний демонстрирует большой магнитокалорический эффект (МКЭ) $\Delta T_{ad} = 5$ К при $\mu_0 \Delta H = 2$ Т и широко используется в технологии магнитного охлаждения [2]. Целью данной работы явилось исследование влияния структурного состояния на магнитные фазовые переходы в гадолинии.

Исследованные в данной работе высокочистые образцы Gd были получены с помощью процедуры дистилляции [3]. Структурные исследования, выполненные с помощью атомно-силовой микроскопии, выявили сложную неоднородную структуру композитного типа (монокристаллические нити Gd, распределенные в нанокристаллической матрице Gd). Было установлено, что величина МКЭ, полученного для пластин, вырезанных из дистиллята, близка к значениям, наблюдаемым для монокристаллического Gd, однако зависит от структурных особенностей композита и разница в значениях может достигать 0,7 К в области температуры Кюри. Далее в работе было исследовано влияние различных факторов, таких как внешнее магнитное поле, наличие контролируемой примеси (в частности, водорода), интенсивной пластической деформации и др. на магнитные фазовые переходы в наноструктурированном Gd. Особенностью данной работы явилось исследование комбинированного воздействия не только на магнитные, но и электрические свойства Gd с уникальными структурными особенностями.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-03-00744).

[1] W.D. Corner and B.K. Tanner, J. Phys. C. **9**, 627 (1976); W. D. Corner, W. C. Roe and K. N. R. Taylor, Proc. Phys. Soc. **80**, 927 (1962).

[2] A. M. Tishin and Y. I. Spichkin, The magnetocaloric effect and its application (Institute of Physics Publishing, Bristol, 2003).

[3] G. G. Devyatikh and G. S. Burkhanov, High-purity refractory and rare-earth metals (Cambridge: Int. Sci. Publ., 1997).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТОМОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ И ВАКАНСИЙ В БИГРАФЕНЕ

Кузубов А.А.^{1,2}, Аврамов П.В.^{1,2}, Михалёва Н.С.¹, Ковалева Е.А.² Федоров А.С.^{1*}

¹L.V. Kirensky Institute of Physics, Akademgorodok 50, 660036, Krasnoyarsk, Russia

²Siberian Federal University, av. Svobodny 79, 660041, Krasnoyarsk, Russia

*e-mail: alex99@iph.krasn.ru

Детальное изучение взаимодействия переходный металл – sp² углерод важно для понимания свойств поведения примесных магнитных атомов на поверхности графена и возможности их магнитного упорядочения [1]. Ранее в экспериментальных [2] и теоретических исследованиях [3] было показано, что сорбция атомов переходных металлов (Sc-Zn, Au, Pt) наиболее предпочтительна на вакансиях графена. Стабильность таких структур обусловлена сильным ковалентным связыванием атома переходного металла с углеродной матрицей. Целью данной работы являлось квантово-химическое исследование сорбции атомов переходных металлов {Cr, Fe, Mn, Ti и V} на моновакансии в биграфене, а также изучение миграции металлов с поверхности через моновакансию в межслоевое пространство. Исследования осуществлялись с помощью квантово-химического моделирования в программном пакете VASP [4] в рамках метода функционала плотности (DFT) с использованием базиса плоских волн и PAW формализма.

Расположение металла	Тип вакансии	Спиновая поляризация, %
поверхность	hexagon	~100
	top C	11
межслоевое пространство	hexagon	~100
	top C	63

Для изучения сорбции были рассмотрены структуры с внедрением металлов в межслоевое пространство и адсорбции на поверхности биграфена.

Таблица 1 Величина спиновой поляризации в зависимости от расположения атома Mn и типа вакансии в биграфене

В обоих случаях металл сорбировался на моновакансии двух типов: тип top C, когда вакансия располагалась прямо над атомом углерода соседней плоскости, и типа hexagon, когда вакансия располагалась прямо над шестиугольником. Энергия связи металла с биграфеном E_{bind} вычислялась по формуле: $E = E_{total} - E_{defect} - E_{Me}$, где E_{total} – полная энергия системы с вакансией и атомом металла, E_{defect} – энергия системы с вакансией, E_{Me} – энергия связи атома металла. Для данных систем также была рассчитана спиновая поляризация (Таблица 1), расчет которой производился по формуле: $\xi = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}}$, где n_{\uparrow} и n_{\downarrow} – электронная плотность состояний на уровне Ферми. Данные энергии связи атомов металлов приведены в Табл.2. Там же показаны магнитные моменты атомов металлов. На рисунках 1 и 2 представлено распределение спиновой плотности структур биграфена с адсорбированным на поверхности и внедренным между слоями атомом марганца.

Таблица 1 Величины энергии образования и магнитный момент в зависимости от типа металла, моновакансии и сорбционного положения

положение атома металла и тип вакансии	Металл	Энергия связи E_{bind} , эВ	Магн. момент, μ_B
Межсл. простр-во, вакансия: hexagon	Cr	-2.79	2.01
	Fe	-3.21	0.00
	Mn	-2.93	1.72
	Ti	-3.25	0.00
	V	-2.76	0.94
Межсл. простр-во, вакансия: top C	Cr	-2.45	1.91
	Fe	-2.98	0.00
	Mn	-2.73	2.06
	Ti	-2.89	0.00
	V	-2.39	0.57
Пов-ть, вакансия: hexagon	Cr	-1.72	2.17
	Fe	-2.24	0.00
	Mn	-2.14	2.78
	Ti	-2.54	0.00
	V	-1.80	1.08
Пов-ть, вакансия: top C	Cr	-1.63	1.88
	Fe	-1.92	0.59
	Mn	-1.94	2.77
	Ti	-2.15	0.00
	V	-1.53	0.77

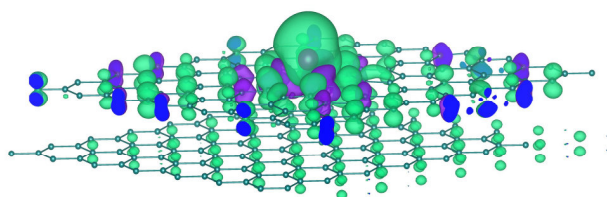


Рисунок 1 Распределение спиновой плотности в структуре биграфена с атомом Mn, расположенным на поверхности над вакансией типа hexagon.

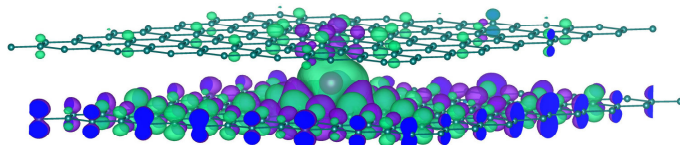


Рисунок 2 Распределение спиновой плотности в структуре биграфена с атомом Mn, расположенным в межслоевом пространстве над вакансией типа hexagon

Литература:

- [1] Sielemann R, Kobayashi Y, Yoshida Y, Gunnlaugsson HP, Weyer G Phys Rev Lett 101:137206 (2008)
- [2]] Gan Y, Sun L, Banhart F Small 4:587–591 (2008)
- [3] Cretu O, Krashennnikov AV, Rodriguez-Manzo JA, Sun L, Nieminen R, Banhart F Phys Rev Lett 105:196102 (2010)
- [4] Kresse G., Hafner J. Ab initio molecular dynamics for liquid metals Phys. Rev. Vol.B47. P.558 (1993)

Выводы: Установлено, что все рассматриваемые структуры, содержащие лист биграфена, моновакансию и атомы {Cr, Fe, Mn, Ti и V} являются стабильными, при этом структуры с внедренными атомами Cr, Mn и V являются магнитными, в отличие от Ti и Fe. Для структуры биграфена с атомом Mn, расположенным на моновакансии типа top C наблюдается сильная спиновая поляризация, что позволяет говорить о возможности использования подобных систем в устройствах спинтроники.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ГЕТЕРОФАЗНЫЕ СОСТОЯНИЯ НАНОЧАСТИЦ СИСТЕМЫ CO-RH

Е.М.Артемьев¹, Ю.В.Шубин³, Л.Е.Якимов²

¹Сибирский федеральный университет, ²Сибирский аэрокосмический университет им.М.Ф Решетнева, Красноярск, ³Институт неорганической химии им. А.В.Николаева СО РАН, Новосибирск

Данные источников по диаграмме состояния системы **Co-Rh** имеет неполный и различающийся характер. В соединениях кобальта и родия по одним данным наблюдается широкая область твердых растворов на основе ГПУ кристаллической модификации кобальта, а по другим, область твердых растворов на основе ГЦК решетки родия. Данные по определению магнитных характеристик практически отсутствуют. Работа посвящена исследованию структуры и магнитных свойств наночастиц CoRh. Наночастицы сплава CoRh были получены химическим путем в процессе термолиза комплексных солей. Изучение процесса термолиза комплексных солей и фазового состава продуктов восстановления, позволяет заключить, что образование твердых растворов родия и формирование конечного однофазного твердого раствора происходит через стадии последовательного выделения атомов металлов компонентов. Определяющим в механизме образования продуктов термолиза является различная термическая устойчивость составляющих комплексных солей, что обуславливает разделенное по температуре восстановление металлов. На микроскопе высокого разрешения JEM-2100 была исследована кристаллическая структура, фазовый и элементный состав полученных частиц. Обработка электронномикроскопических снимков, показывает, что в наночастицах имеются области размерами 3-5 нм., обладающие различными параметрами решеток. Расшифровка показывает, что, как правило, это ГПУ и ГЦК структуры. Кроме того, на снимках видно существование большого количества неупорядоченной структуры и большого количества дефектов упаковки. Очевидно, это связано с тем, что ГПУ и ГЦК структуры являются плотноупакованными слоистыми структурами и отличаются только способом упаковки слоев. ГЦК структура может быть получена последовательным наложением слоев ABC, ABC, ABC, ..., то есть последовательным смещением слоя AB (если его взять как элемент упаковки) на вектор (1/3, 2/3), а ГПУ структура последовательным наложением слоев AB, AB, AB, ..., то есть смещением на вектор (0, 0). Вероятно, энергия образования дефектов упаковки очень мала в данных плотноупакованных структурах и поэтому возникают неупорядоченные области, чередующиеся с областями с ГЦК и ГПУ структурой. Исследовались наночастицы твердых растворов составов Co₆₅Rh₃₅ - Co₂₅Rh₇₅. На сквид-магнетометре были проведены измерения магнитных характеристик частиц в температурном интервале 3К – 300К. Были измерены намагниченности насыщения частиц, температурная зависимость намагниченности насыщения, коэрцитивная сила и скважность S для твердых растворов всех полученных составов. На рисунках 1, 2 - показаны петли гистерезиса при температурах от 3К до комнатной для твердого раствора Co₅₀Rh₅₀ (S0) и температурная зависимость намагниченности в поле и без поля систем Co₆₀Rh₄₀ (S1), Co₅₀Rh₅₀ (S0), Co₂₅Rh₇₅ (S2).

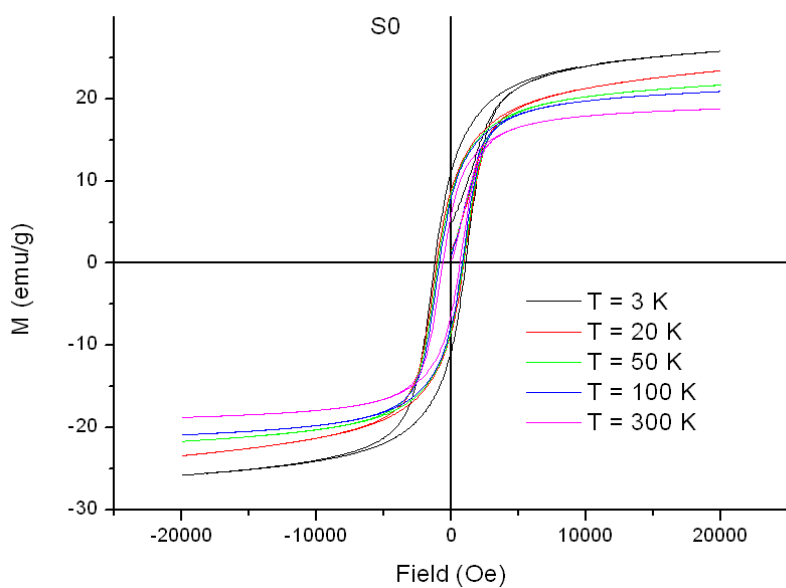


Рис.1 Петли гистерезиса наночастиц твердого раствора $\text{Co}_{50}\text{Rh}_{50}$ полученные при температурах от 3К до 300К на сквид-магнетометре

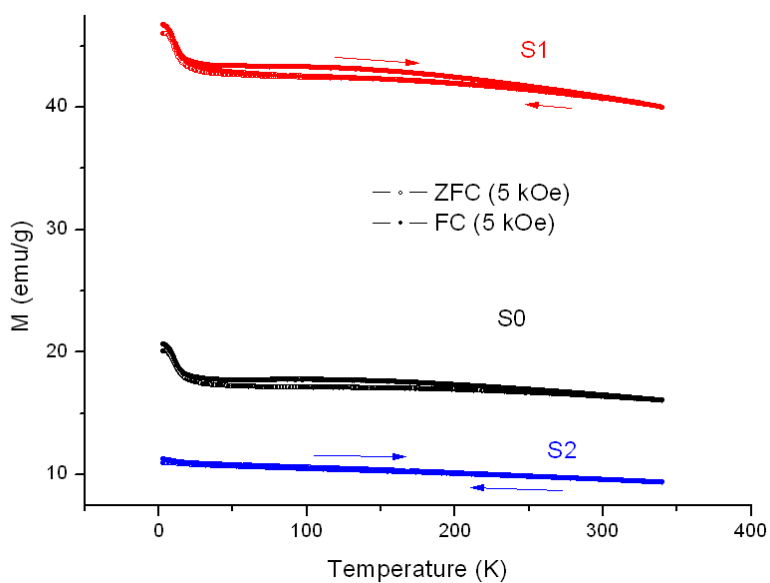


Рис.2. Температурная зависимость намагниченности наночастиц для твердых растворов систем $\text{Co}_{60}\text{Rh}_{40}$ (S1), $\text{Co}_{50}\text{Rh}_{50}$ (S0), $\text{Co}_{25}\text{Rh}_{75}$ (S2)

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ γ -Fe₂O₄ МАГГЕМИТА В МАТРИЦЕ БОРАТНОГО СТЕКЛА

Иванова О.С.^{1*}, Великанов Д.А.¹, Трофимова Н.Н.², Зайковский В.И.³

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

²НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, Россия

³Институт катализа им. Борескова СО РАН, 630090, Новосибирск

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

Исследованы структура и магнитные свойства наночастиц, формирующихся в стекольной матрице K₂O-Al₂O₃-GeO-B₂O₃, допированной одновременно Fe₂O₃ и одним или несколькими оксидами элементов с большим ионным радиусом (Y₂O₃, Bi₂O₃, PbO, Sm₂O₃) в концентрациях 3.0 и 0.0-4.0 масс. %, соответственно, подвергнутых дополнительной термической обработке в одинаковых условиях 540 °С, 24 часа.

Данные рентгеновской дифракции показали, что во всех образцах, независимо от вида со-допирующих элементов и их относительной концентрации, обнаруживаются пики, характерные для кристаллической структуры маггемита, γ -Fe₂O₃. Средний размер кристаллитов изменяется от 7 до 13 нм. Электронно микроскопическое исследование выявило наноразмерные частицы во всех образцах (Рис.1). Энерго дисперсионный анализ показал различное пространственное распределение допирующих элементов: все железо и ионы иттрия и самария находятся в области частиц, таким образом они либо входят в частицы, либо образуют окружающий частицу слой; ионы висмута и свинца находятся в областях, свободных от частиц, и таким образом они не входят в частицы. Однако, они могут влиять на процессы образования частиц. Несмотря на то, что кристаллическая фаза во всех случаях одинакова, со-допирующие элементы влияют на размер, магнитные и магнитооптические свойства образовавшихся частиц и в каждом ряду со-допирующих элементов есть своя оптимальная концентрация, при которой наблюдается образование наиболее крупных частиц и лучшие магнитные и магнитооптические свойства.

Температурные зависимости намагниченности, записанные после охлаждения образцов в магнитном поле и без (FC и ZFC) демонстрируют суперпарамагнитное поведение частиц, с температурой блокировки 150-250 К для разных образцов, что соотносится со средним размером и морфологией образовавшихся частиц. Сочетание магнитных свойств и прозрачности образцов в видимом и ближнем ИК диапазоне позволяет рассматривать исследованную систему для возможных применений в магнито-оптических устройствах.

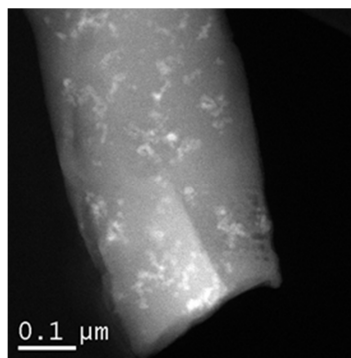


Рис.1. HAADF-STEM изображение наночастиц. Частицы маггемита, размерами 10-15 нм собраны в вытянутые цепочки.

Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-01211_a.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МУЛЬТИФЕРРОИКА TbMnO₃

Аминова Р.И.*, Кузьмин Д.А., Бычков И.В.

Челябинский государственный университет, 454001, Челябинск, Россия

**e-mail: aminovaruma92@gmail.com*

В последнее время мультиферроики – среды с магнитным и электрическим упорядочением, - привлекают внимание исследователей своими особыми свойствами: возможностью управлять электрической поляризацией с помощью магнитного поля, и наоборот, намагниченностью (магнитными свойствами) с помощью электрического поля [1,2]. Такие свойства веществ позволяют говорить о мультиферроиках, как о материалах, перспективных для применения в области информации и энергосберегающих технологий[3]. Одним из представителей класса мультиферроиков является манганит тербия. В зависимости от температуры TbMnO₃ обладает циклоидальной (10K<T<28K) и синусоидальной (28K<T<41K) антиферромагнитными структурами (АФ) [4].

Настоящая работа посвящена изучению электродинамических свойств манганита тербия с циклоидально и синусоидально модулированными магнитными структурами, помещенного во внешнее электрическое и магнитное поля различных направлений, так же в ходе работы исследована возможность управления электродинамическими свойствами мультиферроика, получены частотные зависимости тензоров восприимчивостей, определена зависимость скорости электромагнитной волны от магнитного поля.

Для решения поставленной задачи был использован метод Лагранжа:

$$L = E - F, \tag{1}$$

где E - кинетическая энергия, F - функционал Гинзбурга-Ландау.

Основное состояние TbMnO₃ описываются векторами поляризации P_0 и антиферромагнетизма A_0 со следующими компонентами:

а) для синусоидальной антиферромагнитной структуры

$$P_{0x} = P_{0y} = P_{0z}, A_{0x} = A_{0z} = 0, A_{0y} = A_1 \cos ky; \tag{2}$$

б) для циклоидальной структуры

$$P_{0x} = P_{0y} = 0; P_{0z} = P_0; A_{0x} = 0; A_{0y} = A_1 \sin ky; A_{0z} = A_2 \cos ky; \tag{3}$$

видно, что в последней структуре появляется спонтанная поляризация.

Для исследования динамических характеристик необходимо решить систему уравнений Лагранжа для A, M, P и u :

$$\frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{u}_\alpha} = \frac{\partial L}{\partial u_\alpha} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial u_\alpha / \partial x_i)} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial^2 u_\alpha / \partial x_i^2)} \right). \tag{4}$$

Решая систему уравнений методом малых колебаний, линеаризуя ее и представляя неизвестные в виде гармонических рядов, в приближении первых гармоник, для волн, распространяющихся вдоль оси y осциллирующие амплитуды поляризации p и намагниченности m могут быть представлены в виде:

$$p_i = \alpha_{ij} e_j + \kappa_{ij}^{em} h_j, m_i = \chi_{ij} h_j + \kappa_{ij}^{me} e_j, \tag{5}$$

где α_{ij}, χ_{ij} - тензоры электрической и магнитной восприимчивости, κ_{ij} - тензор магнитоэлектрической восприимчивости. Далее были рассчитаны α_{ij} и χ_{ij} при изменении

внешних полей, построены частотные зависимости компонент тензоров восприимчивостей во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси x для синусоидальной и циклоидальной структур (рис.1).

Для определения частотных зависимостей фазовой скорости электромагнитной волны в манганите тербия с синусоидально модулированной АФ структурой была решена система уравнений Максвелла, совместно с материальными уравнениями, построены частотные зависимости фазовой скорости ЭМ волны в TbMnO₃ помещенном в магнитное поле:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}), \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}), \\ \operatorname{div} (\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}) &= 0, \operatorname{div} (\mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}) = 0, P_i = \alpha_{ij} E_j, M_i = \chi_{ij} H_j \end{aligned} \quad (6)$$

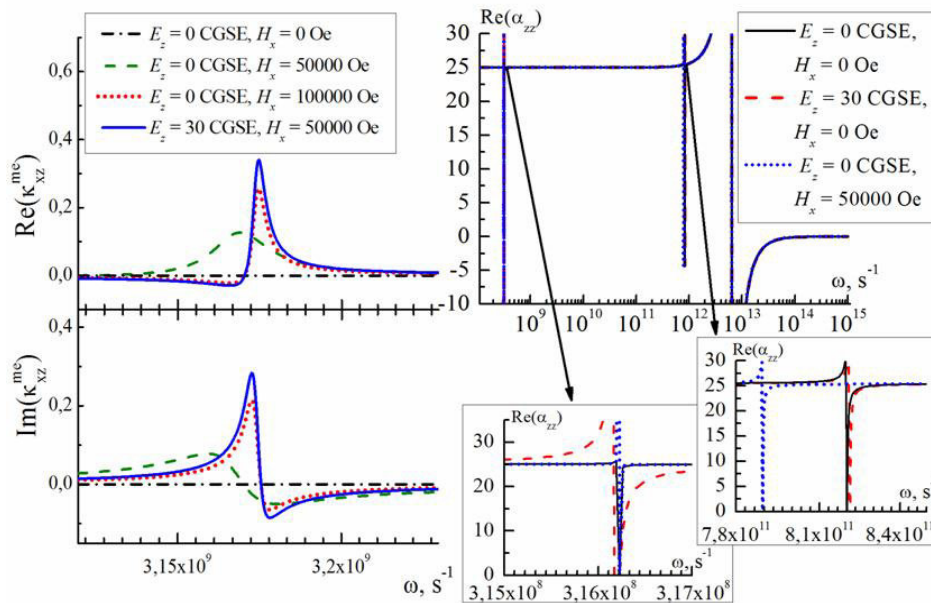


Рис.1. Частотные зависимости компонент тензоров восприимчивостей во внешних электрическом и магнитном полях для циклоидальной структуры.

В ходе работы было выяснено, что все компоненты тензоров восприимчивостей имеют резонансный вид. Резонансные частоты синусоидальной АФ структуры зависят от величины и направления только магнитного поля, в циклоидальной фазе они зависят от величины как магнитного, так и электрического полей. На низких частотах скорость электромагнитной волны зависит от магнитного поля слабо, но наблюдаемо. Таким образом, электрические и магнитные поля позволяют управлять электродинамическими характеристиками TbMnO₃.

Ссылки на литературу.

[1] А.К. Звездин, А.П. Пятаков, УФН, Т.174, С. 465 (2004).
 [2] А.К. Звездин, А.П. Пятаков, УФН, Т.182, С. 593-620 (2012).
 [3] Г.А. Смоленский, И.Е. Чупис, УФН, Т.137, С. 415-448 (1982).
 [4] Т. Kimura, Т. Goto, Nature, V. 426, P. 55–58 (2003).

**МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ КЕРАМИКИ
Ba₂LnFeNb₄O₁₅ (Ln= Sm, Nd, Gd)**

Калганов Д.А., Бычков И.В., Федий А.А.

Челябинский государственный университет, 454001, Челябинск, Россия
e-mail: kalganov@csu.ru

Одними из новых и, пока ещё, мало изученных мультиферроиков – материалов с магнитным и электрическим упорядочением, являются соединения с общей формулой Ba₂LnFeNb₄O₁₅ (где Ln – редкоземельные металлы группы лантаноидов)[1]. Связь между магнитной и электрической подсистемой позволяет управлять соответствующими свойствами этих материалов при помощи электрического и магнитного полей.

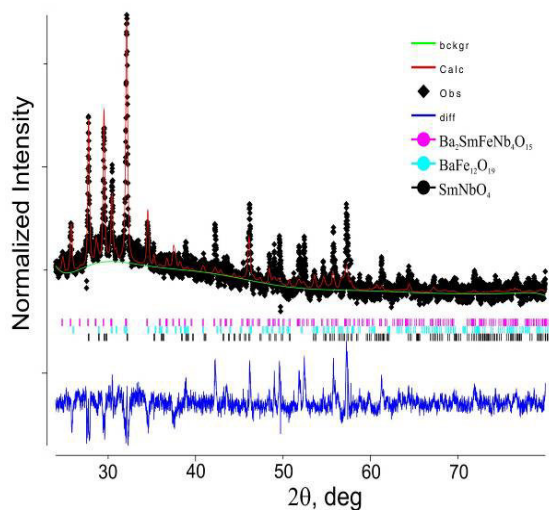


Рис.1. Рентгенофазовый анализ образцов Ba₂SmFeNb₄O₁₅ методом Ритвельда.

Образцы керамики Ba₂LnFeNb₄O₁₅ (Ln= Sm, Nd, Gd) были изготовлены с использованием оксидов высокой степени чистоты по стандартной твердофазной технологии. Исходные компоненты смешивались в стехиометрических пропорциях, прессовались при давлении 100МПа и спекались в течении 12 часов при температуре 1673 К. Рентгенофазовый анализ образцов с использованием дифрактометра ДРОН-3 CuKα, выявил наличие фаз BaFe₁₂O₁₉ (PDF Num. 27-1029) и LnNbO₄ (Sp.gr. I12/a1). Анализ рентгеновских дифрактограмм методом Ритвельда [GSAS Allen C. Larson and Robert B. Von Dreele NM 87545.] свидетельствует об успешной стабилизации фазы состава Ba₂LnFeNb₄O₁₅ со структурой типа тетрагональной вольфрамовой бронзы (Sp.gr. Pba2) (Рис. 1).

Соединения Ba₂LnFeNb₄O₁₅ обладают одновременно магнитными и сегнетоэлектрическими свойствами при температурах ниже 40К[1]. При комнатных температурах наличие фазы феррита бария делает полученную керамику композитным мультиферроиком с высокой степенью связи между магнитной (BaFe₁₂O₁₉) и диэлектрической средами (Ba₂LnFeNb₄O₁₅). Фаза LnNbO₄ не влияет на диэлектрические и магнитные свойства

материала в исследуемом диапазоне температур.

Магнитодиэлектрический эффект полученной керамики был исследован в постоянных магнитных полях H=(0.1-0.33)Т при помощи измерительного конденсатора с частотой внешнего электрического поля 300 КГц в диапазоне температур T=(300÷675)К. Соответствующие значения магнитодиэлектрического коэффициента (МС) приведены на Рис. 2.

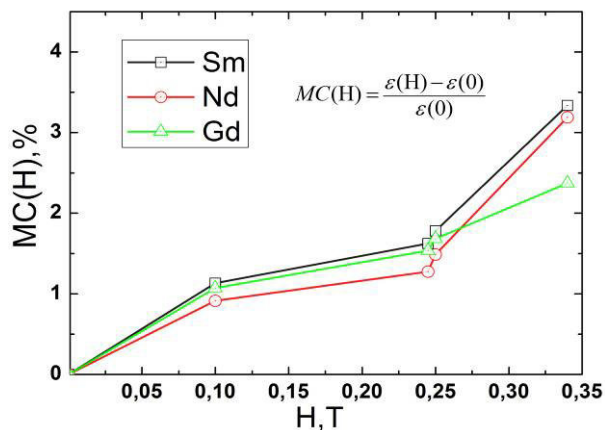


Рис.2. Магнитодиэлектрический эффект в образцах Ba₂LnFeNb₄O₁₅ (Ln= Sm, Nd, Gd)

[1] M. Josse, O. Bidault, F. Roulland, E. Castel, A. Simon, D. Michau, M. Maglione, Solid State Sciences. V.11, N. 6. P. 1118-1123 (2009).

DOUBLE-EXCHANGE THEORY OF FERROELECTRIC POLARIZATION IN MULTIFERROIC MANGANITES

Nikolaev S.A.^{1*}, Solovyev I.V.^{1,2}

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

²*National Institute of Materials Science, 305-0047, Tsukuba, Japan*

**saishi@inbox.ru*

The multiferroic materials, where ferroelectricity and some lone-range magnetic order coexist in the same phase, have attracted a great deal of attention. A very special class of multiferroics is improper ferroelectrics, where the ferroelectric polarization not only coexists, but can be induced by the magnetic order. They are expected to display a strong magnetoelectric coupling, which is extremely important for practical applications.

Our main motivation was to present a transparent physical picture, which would explain why and how the ferroelectric polarization in manganites is induced by some complex magnetic order. For these purposes, we use the double exchange theory, which was formulated for the low-energy model derived from the first-principles electronic structure calculations [1]. The main advantage of our method is that it allows us to greatly simplify the problem and even derive an analytical expression based on the perturbation theory and geometrical considerations. In our analysis, we start from the Berry-phase theory for the electronic polarization [2]. The basic idea of the double-exchange model is that in the limit of large intraatomic exchange splitting we can consider only majority spin states and introduce the effective Hamiltonian in the local coordinate frame with an auxiliary factor containing the angle orientation of magnetic texture [3]. This situation is well justified in manganites.

Here, we continue our studies and clarify very basic aspects of improper ferroelectric activity in monoclinic BiMnO₃. Bismuth manganite BiMnO₃ is regarded as one of the most interesting improper multiferroics due to coexistence of ferromagnetism and ferroelectricity. The situation around the origin of ferroelectric properties in BiMnO₃ is very controversial. Crystal structure of BiMnO₃ has the centrosymmetric *C2/c* space group, that does not allow for the ferroelectricity. However, the inversion symmetry of the crystal can be broken by some magnetic order. It was shown that the nearest-neighbor interactions favor the ferromagnetism, which is combined with the long-range antiferromagnetic order [4]. This magnetic configuration $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ does allow for the ferroelectricity.

In Fig. 1 we present the results of the double exchange model for monoclinic BiMnO₃. Here, we consider two levels of approximations. In the first case, we include only the crystal-field splitting and transfer integrals, obtained from the first-principles calculations (denoted as DE). And then we consider the full double-exchange Hamiltonian, including the on-site Coulomb interactions (denoted as DE+HF). As it is seen, the DE-scheme overestimates the electronic polarization by about 50% and it is corrected in the DE+HF-scheme. One can see that the electronic polarization for the magnetic order $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ is perpendicular to the y-axis. We also considered the ferrimagnetic configuration $\uparrow\downarrow\uparrow\uparrow$, which does not have any symmetry. In this case, the ferroelectric polarization is aligned along y-axis. The results of our approach reproduce the results of the more general self-consistent Hartree-Fock calculations [5].

- [1] I.V. Solovyev, J. Phys.: Condens. Matter 20, 293201 (2008).
 [2] R. Resta, J. Phys.: Condens. Matter 22, 123201 (2010).
 [3] I.V. Solovyev, S.A. Nikolaev, Phys. Rev. B 87, 144424 (2013).
 [4] I.V. Solovyev, Z.V. Pchelkina, New J. Phys. 10, 073021 (2008).
 [5] I.V. Solovyev, Z.V. Pchelkina, Phys. Rev. B 82, 094425 (2010).

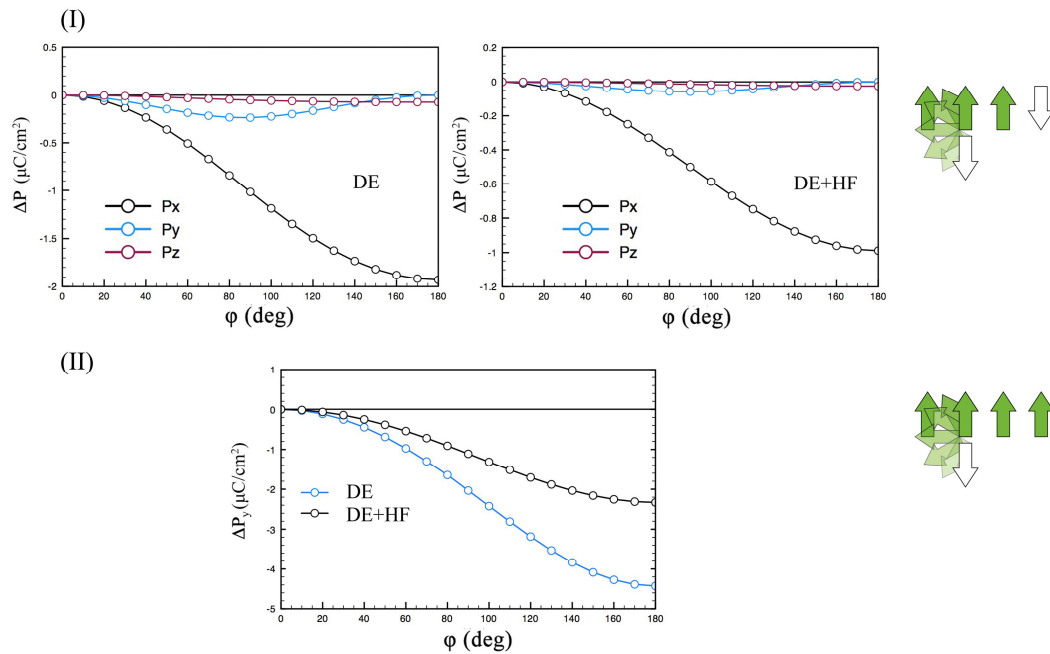


Fig. 1. Electronic polarization of BiMnO_3 upon rotation of magnetic moments as obtained from the double-exchange model with and without on-site Coulomb interactions (DE+HF and DE, respectively).

МАГНИТНЫЕ И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СМЕШАННОГО МУЛЬТИФЕРРОИКА $Tb_{0,95}Bi_{0,05}MnO_3$ В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 4 – 30 К

Филимонов А.В.^{1*}, Андреева Н.В.¹, Вахрушев С.Б.^{1,2}, Королева Е.Ю.^{1,2}

¹Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251, СПб

²Физико – Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, СПб, Россия

*e-mail: filalex@inbox.ru

Получение смешанных систем, систем с возможным разделением заряда, сегодня считается одним из эффективных путей создания объемных мультиферроиков. Работа посвящена изучению магнитной структуры смешанного мультиферроика $Tb_{0,95}Bi_{0,05}MnO_3$ методами атомно силовой микроскопии (включая магнитно – силовую микроскопию (МСМ) [1] и силовую микроскопию пьезоотклика (СМП) [2]) и рассеяния синхротронного излучения.

Методом дифракции рентгеновского излучения обнаружено, что структуры объектов при 90К и 300К отличаются, и это отличие связано со смещением ионов Tb, O1 и O2 (рис. 1).

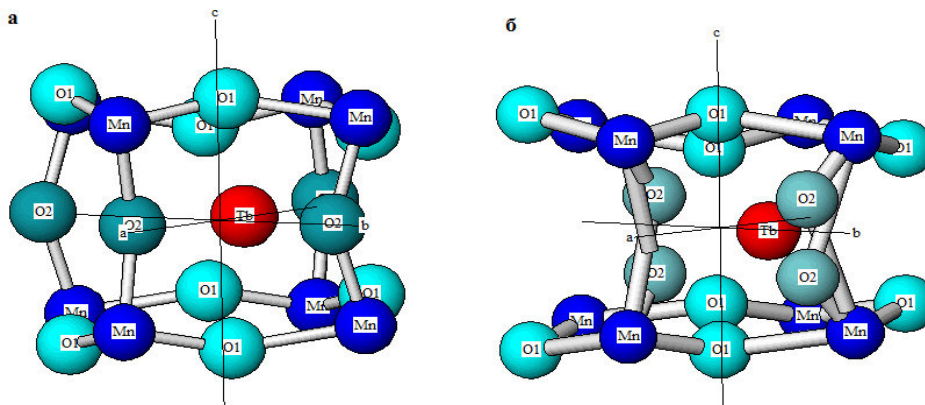


Рис.1. Изображение структуры $Tb_{0,95}Bi_{0,05}MnO_3$ при 90 К (а) и при 300 К (б): смещаются ионы Tb, O1 и O2

Установлено, что в области температуры диэлектрической аномалии и возникновения магнито - емкостного эффекта (200 – 220 К), наблюдается явный минимум на температурной зависимости параметра ячейки a . Если проследить характерные длины и углы связей Mn-O1-Mn, Mn-O2-Mn и длины связей Mn-O, Tb-O, обнаруживается резкое изменение характера температурной зависимости длин связей и углов между связями в окрестности 200 К. Ниже этой температуры величины становятся почти температурно независимыми. Происходящая структурная перестройка приводит к изменению интегралов перекрытия, и можно ожидать возникновения необычных магнитных свойств, поскольку магнетизм в системе реализуется посредством суперобмена Mn-O-Mn.

На следующем этапе исследовалась низкотемпературная мезоскопическая магнитная структура смешанного соединения $Tb_{0,95}Bi_{0,05}MnO_3$. Показано, что в образце существуют ферромагнитные области (области сильного магнитного отклика) и области, которые к магнитному полю (полю зонда) практически не чувствительны (рис. 2). Такая сложная неоднородная мезоскопическая структура хорошо согласуется с предложенной ранее моделью возникновения магнетизма в $Tb_{0,95}Bi_{0,05}MnO_3$, где существование магнитных свойств связывается с возможным разделением зарядов, возможностью сосуществования ионов Mn с зарядом 3+ и 4+ [3]. Именно такое разделение зарядов в этом случае может

приводить к фазовому расслоению и возникновению неоднородного распределения намагниченности.

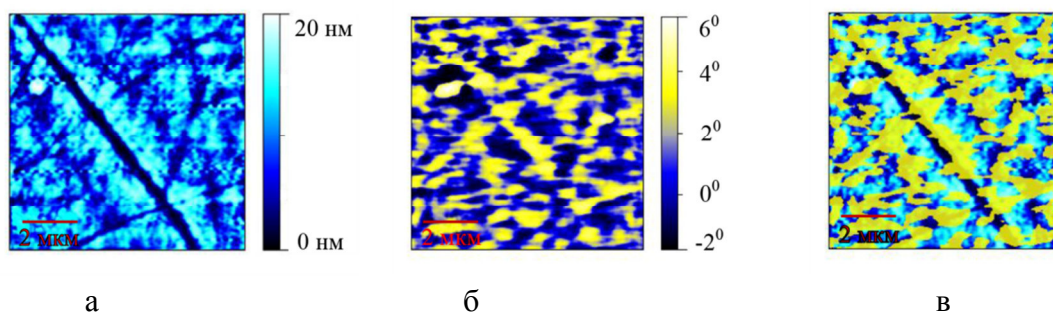


Рис. 2. Результаты экспериментального исследования распределения магнитных свойств по поверхности $Tb_{0.95}Vi_{0.05}MnO_3$: **а)** топография; **б)** распределение магнитных свойств. Шкала справа на изображении топографии показывает разброс высот на рассматриваемом участке, на картине магнитного отклика - отображает величину изменения фазы колебаний зонда под воздействием неоднородного магнитного поля образца; **в)** наложение распределения магнитных свойств на топографию

Одним из путей установления наиболее реалистических моделей поведения мультиферроиков является наблюдение пьезоэлектрического отклика мультиферроика на внешнее электрическое поле, хотя бы при самых низких температурах.

В рамках подавляющего большинства моделей не подразумевается возникновение пьезоотклика при низких температурах, а предполагается, что вся связь диэлектрических и магнитных свойств осуществляется через электронную подсистему. В этом случае не ожидается большого пьезоэлектрического отклика и существенного изменения деформации решетки в ответ на приложенное к зонду электрическое поле. В результате исследования было установлено, что в данном случае картина возникновения пьезоэлектрических областей хорошо видна как на амплитудном отклике (в режиме пьезомоды), так и на фазовом. Подтверждением того, что результат не является артефактом, является хорошее согласие амплитудной и фазовой картины.

В результате проведенных исследований обнаружены изменения структуры кристалла $Tb_{0.95}Vi_{0.05}MnO_3$, наблюдаемые в области температур, соответствующих возникновению аномалии в температурной зависимости диэлектрического отклика и возникновения магнитоэлектрического эффекта (200 – 220 К). Показано, что в этой области возникает изменение длин связей Tb-O и Mn-O, а также углов связей Mn-O1-Mn, Mn-O2-Mn, что должно приводить к изменению интегралов перекрытия.

По данным МСМ установлено, что на поверхности монокристалла $Tb_{0.95}Vi_{0.05}MnO_3$ при температуре 4 К и отсутствии магнитного поля присутствуют локальные ферромагнитные области.

Впервые в мультиферроиках типа $Tb_{0.95}Vi_{0.05}MnO_3$ и его аналогах с использованием методики СМП при температуре 6 К обнаружено наличие областей в виде полосок на поверхности монокристалла $Tb_{0.95}Vi_{0.05}MnO_3$, обладающих значительным пьезоэлектрическим откликом.

Ссылки на литературу.

- [1] Н.В. Андреева, С.А. Плясов, А.В. Филимонов, Научно – технические ведомости СПбГПУ (Физико-математические науки). N 1.- С. 7–12. (2012).
- [2] Н.В. Андреева, В.А. Санина, С.Б. Вахрушев, А.В. Филимонов, А.Э. Фотиади, Научно-технические ведомости СПбГПУ. (Физико-математические науки). N2.– С. 137 – 143 (2013).
- [3] В.А. Санина, Е.И. Головенчиц, В.Г. Залесский, ФТТ. т. 50, N.5.- С. 883 (2008)

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ОКСИДОВ RMn_2O_5 В ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В НЕСОИЗМЕРИМЫЕ МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ

Меньшенин В.В.

Институт физики металлов УрО РАН.620990, Екатеринбург, Россия

e-mail: menshenin@imp.uran.ru

Оксидам RMn_2O_5 (R- редкоземельный ион) уделяется в последние два десятилетия повышенное внимание. Обусловлено оно прежде всего тем, что эти соединения являются одним из немногочисленных классов систем, в которых реализуется, хотя и при не очень высоких температурах, сильная связь между магнитной подсистемой и электрической поляризацией. Экспериментально надежно установлено, что электрическая поляризация в манганатах появляется только после возникновения дальнего магнитного порядка. В этих соединениях удается реализовать возможность управления электрическими свойствами с помощью магнитного поля, а магнитными свойствами – с помощью электрического поля. Одним из ярких проявлений такой возможности является обращение направления электрической поляризации без изменения её величины при периодическом изменении внешнего магнитного поля в интервале между 0 и 2 Т [1].

В первоначальных работах по исследованию магнитной структуры оксидов было найдено, что в манганатах RMn_2O_5 (R=Nd, Tb, Ho, Er, Y) переход из парамагнитной фазы осуществляется в длиннопериодическую магнитную структуру. Эта структура характеризуется звездой волнового вектора $\mathbf{k} = \{1/2, 0, k\}$. Спиновое упорядочение для обеих подрешеток марганца является геликоидальным с магнитными моментами в ab плоскости. Из нейтронографических данных было установлено, что по этой же звезде происходит переход и в оксиде $EuMn_2O_5$. Однако дальнейшие исследования позволили установить, что в соединениях $BiMn_2O_5$ и $LaMn_2O_5$ при переходе из парамагнитного состояния имеет место соизмеримая магнитная структура, определяемая волновыми векторами $\mathbf{k} = \{1/2, 0, 1/2\}$ и $\mathbf{k} = \{0, 0, 1/2\}$ соответственно. С другой стороны в соединениях RMn_2O_5 (R=Tb, Ho, Dy) переход из парамагнитной фазы происходит в длиннопериодическую структуру с волновым вектором $\mathbf{k} = (\beta, 0, k)$, несоизмеримую по двум пространственным направлениям.

Ранее в работах В.В. Меньшенина и соавторов [2,3] на основе теории Ландау в RMn_2O_5 (R=Tb, Ho, Dy) проанализированы переходы из парамагнитного состояния в несоизмеримую структуру, затем в соизмеримую антиферромагнитную и далее снова несоизмеримую структуру. Исследование первого магнитного перехода проводилось в предположении его реализации по звезде волнового вектора $\mathbf{k} = \{1/2, 0, k\}$. Было установлено, что помимо микроскопического магнитного параметра порядка переход из парамагнитного состояния в магнитоупорядоченную структуру характеризуется также сопутствующим макроскопическим параметром порядка, которым оказывается электрическая поляризация среды, ориентированная вдоль оси b кристалла. Переход в соизмеримую антиферромагнитную структуру происходит через образование солитонной решетки, при этом поляризация системы не исчезает, а наоборот достигает в этой фазе максимального значения. Третий переход, который, как экспериментально обнаружено, происходит в несоизмеримую по двум направлениям структуру [4] также может быть описан как фазовый переход второго рода. При этом координатная зависимость параметра порядка вдоль оси z имеет вид уединенной волны типа кинка и определяется с точностью до некоторой константы z_0 , то есть решение является трансляционно- инвариантным вдоль этой оси.

По оси x формируется длиннопериодическая структура. Поскольку константа z_0 является произвольной, то в случае, если она принимает некоторый набор дискретных значений, в системе может сформироваться решетка кинков по оси z . Электрическая поляризация в этой фазе резко уменьшается по величине.

Известно, что флуктуации вблизи точки фазового перехода могут изменить возможный переход второго рода на переход первого рода. Такое изменение имеет место, например, в оксидах переходных металлов. Флуктуации, однако, не всегда приводят к замене перехода второго рода на переход первого рода. Поэтому необходимо проанализировать критическое поведение оксидов $R\text{Mn}_2\text{O}_5$ при переходе из парамагнитного состояния в несоизмеримую магнитную структуру как по звезде волнового вектора $\mathbf{k} = (1/2, 0, \mu)$, так и по звезде $\mathbf{k} = \{\beta, 0, \kappa\}$. Цель работы состояла в установлении критических точек при переходе по этим звездам, выяснении типа фазового перехода в этих критических точках, определении критических индексов при реализации фазового перехода второго рода.

В докладе представлен ренормгрупповой (РГ) анализ критического поведения манганатов в области фазовых переходов в несоизмеримые магнитные структуры с указанными выше волновыми векторами в двухпетлевом приближении. Построены эффективные гамильтонианы, на основе которых анализируется критическое поведение систем. Оба гамильтониана характеризуются четырехкомпонентными параметрами порядка. Найдены все критические точки и проведен анализ их устойчивости. Показано, что при переходе в структуру, несоизмеримую по одному пространственному направлению имеются три критических точки [5], две из которых являются устойчивыми и в этих точках может реализоваться переход второго рода. При этом в одной из этих точек орторомбические искажения кристаллической структуры манганатов должны быть малыми, тогда как в другой точке они не являются малыми. Третья точка оказывается неустойчивой. Однако условия реализации в области этой точки фазового перехода первого рода трудно выполнимы для орторомбической симметрии оксидов $R\text{Mn}_2\text{O}_5$. При переходе в несоизмеримую по двум пространственным направлениям магнитную структуру имеется только одна критическая точка [6], которая оказывается устойчивой и в этой точке реализуется фазовый переход второго рода. Найдены критические индексы при реализации фазовых переходов второго рода, включая индекс аномальной размерности Фишера, с точностью до второго порядка по малому параметру.

Заметим, что в некоторых работах было высказано утверждение о наличии общей тенденции, состоящей в том, что увеличение числа независимых полей, имеющих размерность нуль (компонент параметра порядка), приводит к исчезновению устойчивости критических точек. Наше исследование, показывает, что важную роль играет исходная симметрия системы. При низкой симметрии системы, такой как орторомбическая симметрия, критические флуктуации могут и не препятствовать реализации фазового перехода второго рода даже при четырехкомпонентном параметре порядка.

Работа выполнена при частичной поддержке по Программе Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы» (грант №12-П-2-1041).

[1] N. Hur, S. Park, P. A. Sharma, J. S. Ahn, S. Guha, S.-W. Cheong. Nature (London). V. 429, P. 392 (2004).

[2] В.В. Меньшенин, ЖЭТФ. Т. 135, С.265 (2009).

[3] В.В. Меньшенин, В.В. Николаев, А.В. Дмитриев. ФММ. Т. 112, с.28 (2011).

[4] G.R. Blake, L.C. Chapon, P.G. Radaelli, S. Park, N. Hur, S.-W. Cheong, J. Roriguez-Carvajal. Phys.Rev. B71, 214402 (2005).

[5] В.В. Меньшенин, ЖЭТФ. Т. 143, С.1136 (2013).

[6] В.В. Меньшенин. ФТТ. Т. 55, С.1936 (2013) .

[3] А.З. Паташинский, В.Л. Покровский, Флуктуационная теория фазовых переходов (Наука, 1980).

ARTIFICIAL DOMAIN WALLS CREATED BY MAGNETIC IMPRINTING

Klaus M. Seemann^{1*}, Leo Pape², Akin Ünal², and Florian Kronast²

¹Physik Department E21 & Heinz Maier-Leibnitz Zentrum (MLZ)

Technische Universität München, D-85747 Garching, Germany

²Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie, D-12489 Berlin, Germany

*e-mail: klaus.seemann@frm2.tum.de

Narrow magnetic domain walls in low anisotropy materials are preferable for magneto-dynamic experiments involving the excitation of the domain wall spin structure. We create artificial domains and domain walls inside the amorphous soft magnetic alloy $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{19}\text{Si}_1$ (CoFeBSi) employing a magnetic stray field driven imprint method based on an epitaxial L1_0 -FePt base layer. The L1_0 -ordered FePt alloy is well known for narrow Bloch-type domain walls [1]. Materials with perpendicular magnetic anisotropy have proven interesting for domain wall motion experiments [2], although their large magneto-crystalline anisotropy constant hinders ultra-fast wall motion at low current densities. We analyze the imprinted domain pattern in CoFeBSi by high-resolution X-ray photo-emission microscopy (XPEEM) on a wedge-structure of variable CoFeBSi thickness (Figure 1 (a)). The artificial domains created in the soft magnetic CoFeBSi alloy as shown in the area of the upper left corner of Figure 1 (b) are induced by magnetic imprint from the domains in the L1_0 -FePt base layer shown in area of the lower right corner of Figure 1 (b). The average width of the imprinted domains range from 90 nm at the interface to the FePt layer to 1.7 μm at 200 nm thickness. While the magnetization of the FePt base layer is magnetized out-of-plane, the CoFeBSi soft magnet is magnetized in-plane.

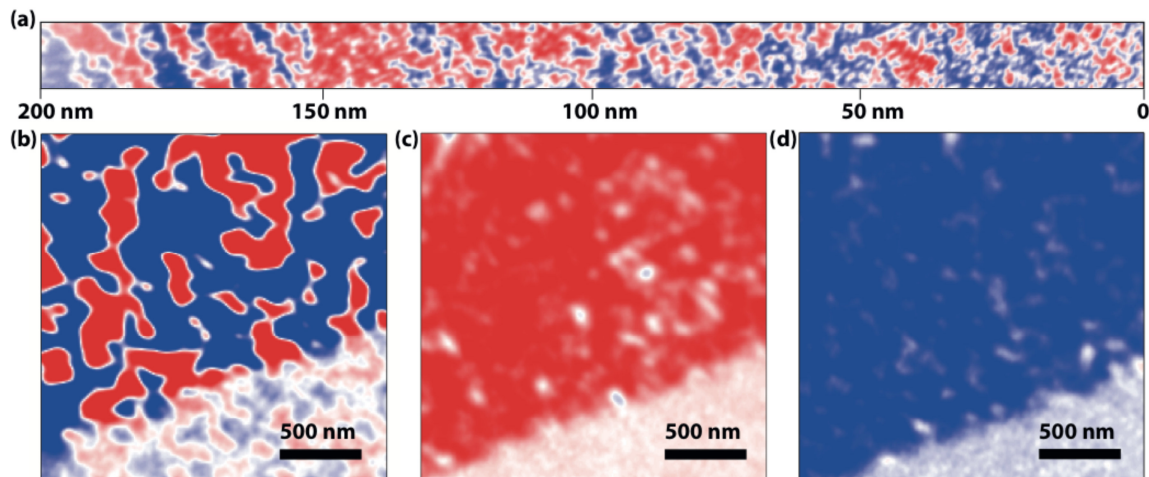


Figure 1: XPEEM image (Fe-L3) of the artificially induced magnetic domains across a $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{19}\text{Si}_1$ wedge ranging from 0-200 nm thickness (a). The transition area from L1_0 -FePt to the amorphous $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{19}\text{Si}_1$ is displayed in (b) verifying the sudden change from out-of-plane magnetized domains in FePt (lower right corner) to in-plane magnetization in the CoFeBSi domains (upper half of the image). The imprinted domains in CoFeBSi not thicker than 30 nm are stable up to an applied field of 50 mT, however, the CoFeBSi can be switched in opposite directions as shown in (c) and (d) using short pulses.

We use a fempto-second laser pulses to saturate the magnetization of the CoFeBSi

ferromagnet simultaneously applying a field of ± 16 mT directed in-plane, thus erasing all magnetic domains imprinted into the CoFeBSi wedge structure, as shown in Figure 1 (c) and (d). Similarly, we re-establish the imprinted domain pattern by another laser pulse in zero applied field to examine the reproducibility and position of domain walls before and after the laser assisted switching of CoFeBSi magnetization. The coupling of the soft ferromagnet to the $L1_0$ -FePt underlayer with perpendicular anisotropy exhibits a significant thickness dependence. The fringe at the immediate transition of CoFeBSi to the FePt layer is magnetized out-of-plane. This is evidenced directly comparing the XPEEM image taken at the Fe-L3 (Figure 2 (a)) with a Co map recorded element-specifically at the Co-L3 energy (Figure 2 (b)). The analysis along the red line running diagonally across the transition of CoFeBSi and FePt is displayed in Figure 2 (c), where the X-ray magnetic dichroism (XMCD) signal is co-plotted together with the Co signal. The seam marked in Figure 2 (b) by two arrows represents an out-of-plane magnetized CoFeBSi at the thin end of the wedge structure, where the XMCD signal has nearly vanished completely.

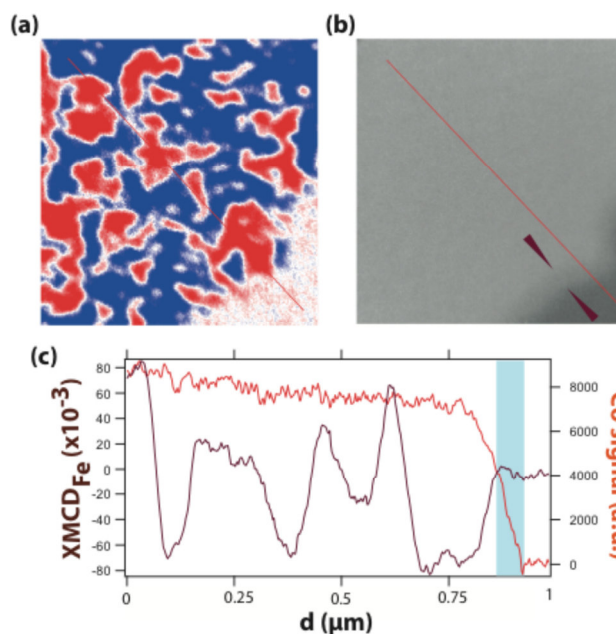


Figure 2: The XPEEM image of a CoFeBSi wedge recorded element-specifically at the Fe-L3 edge (a) at the transition between $L1_0$ -FePt (area in the lower right corner) and the CoFeBSi soft ferromagnet. For comparison, the Co map was taken element-specifically at the Co-L3 edge (b). The analysis along the red diagonal line shown in the XPEEM image and Co map is shown in (c). While the XMCD-signal originating from the CoFeBSi vanishes at the end of the wedge (left edge of blue bar), the reminiscent Co signal indicates a CoFeBSi seam (marked as blue bar) magnetized out-of-plane akin to the $L1_0$ -FePt under layer imprinting the domains into the CoFeBSi soft ferromagnet. The CoFeBSi fringe coupling perpendicularly to the $L1_0$ -FePt is visible in (b) and indicated by the arrows.

The much lower XMCD contrast observed for the $L1_0$ -FePt compared to the CoFeBSi layer is mainly due to the change from out-of-plane magnetization to in-plane magnetization. In the same way, the imprinted out-of-plane magnetized domains in the CoFeBSi exhibit a very weak XMCD contrast, while the in-plane magnetized CoFeBSi is visible due to a large XMCD signal. Hence, out-of-plane magnetic domains are imprinted from $L1_0$ -FePt for CoFeBSi thicknesses not surpassing approximately 5 nm. CoFeBSi films thicker than 5 nm begin to form in-plane domains growing in size for thicker CoFeBSi due to ferromagnetic coupling. The aim of the presented magnetic imprint method is to generate artificial domain walls much narrower as they would naturally form based on the intrinsic micromagnetic interplay of anisotropy energy, Zeemann energy and demagnetisation contributions.

- [1] K.M. Seemann, V. Baltz, M. MacKenzie et al. Phys. Rev. B 76, 174435 (2007)
 [2] T.A. Moore, J.M. Miron, G. Gaudin et al. Appl. Phys. Lett. 93, 262504 (2008)

РЕЗОНАНСНАЯ ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ СТЕНОК В МНОГОСЛОЙНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

**Абакумова Н.Н.¹, Гумеров А.М.¹, Муртазин Р.Р.¹, Кудрявцев Р.В.¹,
Дмитриев С.В.², Екомасов Е.Г.¹**

¹ *Башкирский государственный университет, 450074, Уфа, Россия*

² *Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, 450001, Уфа, Россия*
e-mail: abakumovan@rambler.ru

В последнее время широко исследуются многослойные магнитные структуры в связи с возможностью их практического применения [1,2]. Часто они представляют собой периодически чередующиеся слои двух материалов с различными физическими свойствами. В настоящее время часто изучается динамика спиновых волн и магнитных неоднородностей, распространяющихся в таких системах перпендикулярно границам раздела слоев [3-5]. Отметим, что часто именно изучение одномерных моделей позволяет понять влияние тех или иных магнитных параметров на рассматриваемый процесс. Показано, что наличие тонкого слоя с параметрами магнитной анизотропии меньшей, чем в соседних слоях может приводить, например, к появлению зародыша новой магнитной фазы, новым динамическим эффектам, таким как отражение движущейся ДГ от «притягивающего потенциала». В настоящей работе проведено исследование влияния пространственной модуляции параметров магнитной анизотропии и обмена на резонансную нелинейную динамику ДГ в трех- и пятислойном ферромагнетике с учетом возможности возбуждения локализованных магнитных неоднородностей, внутренних мод колебаний ДГ и излучения объемных волн.

Найдены возможные частоты колебаний генерируемых в тонких слоях локализованных магнитных неоднородностей. На примере двух одинаковых тонких слоев в пятислойном ферромагнетике, показано, что коллективные эффекты влияния слоев на динамику ДГ во многом связаны с резонансным обменом энергией между локализованными волнами. Найдено наличие критического расстояния между тонкими слоями, разделяющее две области с качественно различным поведением системы. Доказана возможность существования диапазона параметров, в котором для прохождения ДГ через оба слоя требуется существенно меньше энергии. Показано, что затухание и внешняя сила противодействуют возникновению резонансного отражения ДГ от притягивающего тонкого слоя, однако вызывающая его причина – резонансный обмен энергией между локализованными волнами по-прежнему имеет место. Для экспериментального обнаружения резонансных эффектов отражения и квазитуннелирования ДГ в реальных физических экспериментах, предложен метод измерения амплитуды колебаний центра ДГ, и использование физических систем с достаточно слабым затуханием.

[1] A. Hubert, R. Schafer Magnetic domains. Springer-Verlag, Hedelberg, Berlin, (1998).

[2] М.А. Шамсутдинов и другие, Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны, Москва: Наука (2009)

[3] Екомасов Е.Г., Азаматов Ш.А., Муртазин Р.Р., Физика металлов и металловедение, **105**(4), 313 (2008)

[4] Екомасов Е.Г., Азаматов Ш.А., Муртазин Р.Р., Физика металлов и металловедение, **108**(6), 532 (2009)

[5] E.G. Ekomasov, R.R. Murtazin, O.B. Bogomazova, A.M. Gumerov, *J. Magn. Magn. Mater.*, **339** (2013) 133.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СОСУЩЕСТВУЮЩИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ ПЛЕНОК ФЕРРИТА-ГРАНАТА

Сирюк Ю.А.*, Безус А.В., Смирнов В.В.

Донецкий национальный университет, 83001, Донецк, Украина

*e-mail: juliasiryuk@gmail.com

Изучено сосуществование двух доменных фаз: спирального домена и решетки ЦМД. Показано, что при изменении температуры пленки фазовые переходы, происходящие в решетке ЦМД, вызывают фазовые переходы в спиральном домене. Для объяснения экспериментальных результатов применяется концепция магнитостатического давления.

Исследования проведены на пленке с развитой поверхностью $\langle 111 \rangle$, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевой подложке состава $(TmBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ ($T_N = 437K$, $T_K = 120K$), где T_N – температура Нееля, T_K – температура магнитной компенсации.

Спиральный домен, окруженный решеткой ЦМД, формируется импульсным магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки, при T_ϕ (рис.1, рис.2.A), и сохраняется при отсутствии поля. Для объяснения поведения спирального домена при изменении температуры используется концепция магнитостатического давления [1]. Спиральный домен

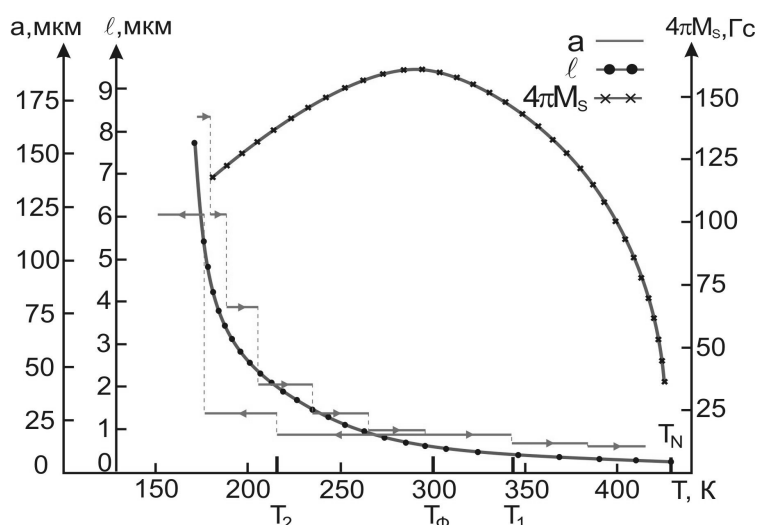


Рис.1. Температурные зависимости намагниченности насыщения $4\pi M_s$, характеристической длины ℓ и параметра решетки ЦМД a пленки

состоит из двух полосовых доменов противоположной намагниченности, свернутых в спираль Архимеда, имеет внутренний и внешний концы. Его размер в 10^2 раз больше диаметра ЦМД. Спиральный домен является равновесной доменной структурой, его стабилизирует окружающая решетка ЦМД. Условием сосуществования двух доменных структур является равенство их магнитостатических давлений [2-4].

Наряду со спиральным доменом в феррит-гранатовой пленке формируется и решетка ЦМД, которая его окружает и

стабилизирует. Поэтому поведение спирального домена при изменении температуры или магнитного поля неизменно связано с поведением решетки ЦМД.

Свойства спирального домена, как и решетки ЦМД, зависят от условий формирования, т.е. доменную структуру можно формировать как при поле смещения $H = 0$, так и при $H \neq 0$. Так можно создать спиральный домен с числом витков от 3-х до 60-ти, соответственно диаметр таких спиралей составляет от 90 до 1800 мкм.

Изучены особенности поведения спирального домена при изменении температуры или магнитного поля. Эксперименты показали, что магнитостатическое давление решетки ЦМД не только стабилизирует спиральный домен, но и определяет: возможность формирования

спирального домена, его вид, размер; поведение спирального домена при изменении температуры или магнитного поля; температурную область формирования спирального домена [2-4]. Обнаружено, что индуцированные изменением температуры или магнитного поля фазовые переходы в решетке ЦМД вызывают фазовые переходы в спиральном домене.

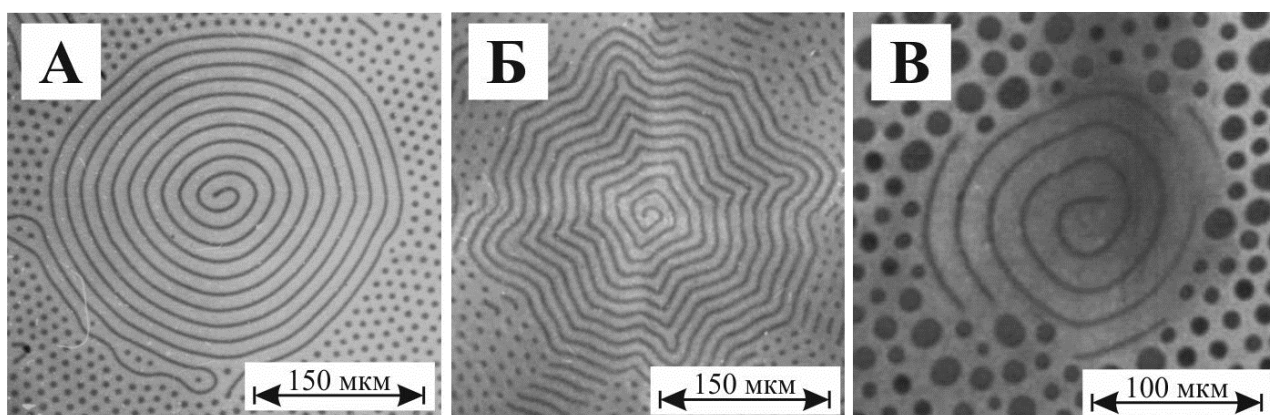


Рис.2. Виды доменной структуры при T, К: А– T_ϕ ; Б– T_1 ; В– T_2 .

Поскольку спиральный домен окружен решеткой ЦМД, то температурные устойчивости обеих ДС взаимосвязаны. В пленке состава $(TmBi)_3(FeGa)_5O_{12}$, имеющей точку компенсации T_k , спиральный домен сохраняется при изменении температуры пленки в интервале $\Delta T = T_1 - T_2$ (рис.1), на обоих концах которого его разрушение связано с фазовым переходом в решетке ЦМД.

При удалении от точки компенсации (T_1 , рис.1) решетка ЦМД распадается на двухфазную структуру с уменьшением давления [5], что инициирует переход полосового домена, образующего спираль, в волновую ДС. На месте спирального домена наблюдается доменная структура вида «цветок», т.е. в спиральном домене произошел фазовый переход (рис.2.Б). На другом конце температурного интервала при приближении к точке компенсации (T_2 , рис.1) в решетке ЦМД происходит фазовый переход с уменьшением числа доменов [5], что вызывает развал спирального домена на разрозненные блоки страйпов (рис.2.В).

В пленке состава $(YSmLuCa)_3(FeGe)_5O_{12}$, не имеющей точки магнитной компенсации, сформированные при комнатной температуре спиральный домен и решетка ЦМД сохраняются при охлаждении пленки до 90К.

[1] В.Г. Барьяхтар и Ю.И. Горобец, Цилиндрические магнитные домены и их решетки (Наукова думка, Киев, 1988).

[2] Ю.А. Мамалуй, Ю.А. Сирюк, ФТТ. Т.43, №8. С.1458-1461 (2001).

[3] Ю.А. Мамалуй, Ю.А. Сирюк, ФТВД. Т.9, №4. С.88-93 (1999).

[4] Ju. A. Mamalui, Ju. A. Siryuk, J. Functional Materials. V.15, №3. P.376-379 (2008).

[5] Ю.А. Мамалуй, Ю.А. Сирюк и А.В. Безус, ФТТ. Т.45, №9. С.1645-1652 (2003).

ОСОБЕННОСТИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ПРИ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ В ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ

Сирюк Ю.А.*, Безус А.В., Смирнов В.В., Безус Е.В.

Донецкий национальный университет, 83001, Донецк, Украина

*e-mail: juliasiryuk@gmail.com

Изучены два вида фазовых переходов (ФП) в доменных границах (ДГ), вызванных температурным изменением анизотропии пленки феррита-граната.

Для исследования выбраны две пленки с разной величиной одноосной анизотропии: пленка №1 с сильной одноосной анизотропией состава $(TmBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ (температура Нееля $T_N = 437 K$, точка магнитной компенсации $T_K = 120 K$) имеет осевую анизотропию в широком температурном интервале при $T > T_K$; пленка №2 со слабой одноосной анизотропией состава $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ ($T_N = 421 K$, $T_K = 223 K$) имеет осевую фазу в узком температурном интервале при $T > 360 K$ (рис.1). Ось легкого намагничивания пленок $\langle 111 \rangle$. Пленки обладают смешанной анизотропией – кристаллографической кубической (K_1) и наведенной в процессе роста одноосной (K_U). Соотношение констант анизотропии зависит от температуры, что отражается на особенностях доменной структуры (ДС). Доменная структура наблюдается с помощью эффекта Фарадея. Спин-переориентационный фазовый переход определяется методом цветовой регистрации. Изучение особенностей доменной структуры основано на теоретическом моделировании визуальных экспериментальных данных.

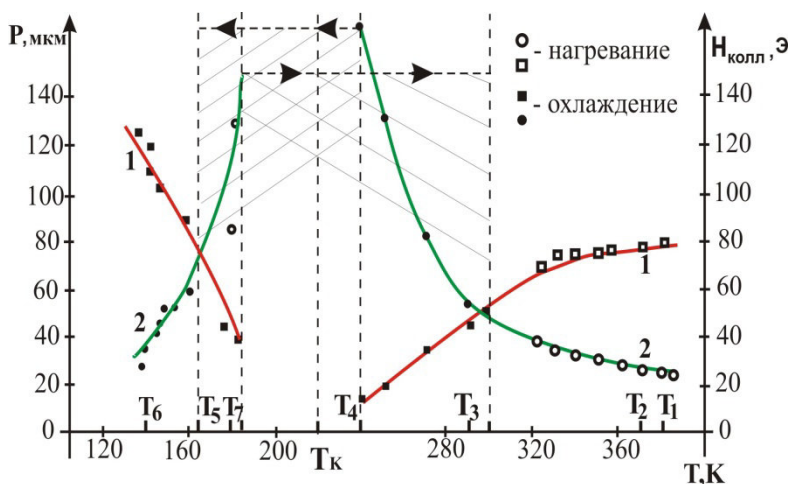


Рис.1. Температурные зависимости пленки №2:

1– поле коллапса; 2– период ДС.

особенностях доменной структуры (ДС). Доменная структура наблюдается с помощью эффекта Фарадея. Спин-переориентационный фазовый переход определяется методом цветовой регистрации. Изучение особенностей доменной структуры основано на теоретическом моделировании визуальных экспериментальных данных.

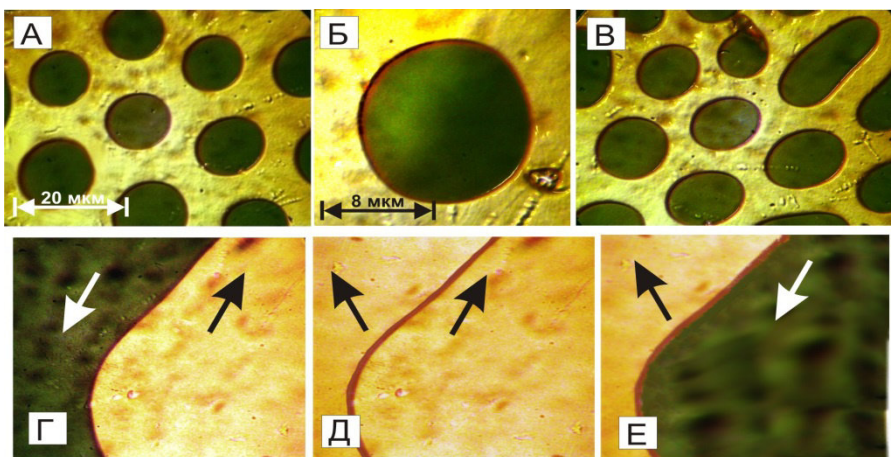


Рис.2. Виды ДС пленки №2 при изменении T: а – решетка ЦМД, 370К; б – ЦМД, 365К; в – ДС, 290К; г, д, е– стрелками показана проекция намагниченности внутри домена на плоскость пленки при 173К (г), 176К (д), 178К (е).

Соотношение констант анизотропии зависит от температуры, что отражается на особенностях доменной структуры (ДС). Доменная структура наблюдается с помощью эффекта Фарадея. Спин-переориентационный фазовый переход определяется методом цветовой регистрации. Изучение особенностей доменной структуры основано на теоретическом моделировании визуальных экспериментальных данных.

В обеих пленках процесс спиновой переориентации наблюдается на решетке ЦМД (рис.2.А). Доменная граница (ДГ) 180⁰-ная блоховская (рис.3.А). В доменной границе имеется набор спинов разной ориентации, поэтому она наиболее чувствительна к изменению соотношения констант анизотропии.

При понижении температуры уменьшается одноосная

анизотропия. Под влиянием кубической анизотропии на некоторых участках границ ЦМД изменяется ориентация спинов. Это приводит к изменению ориентации спинов в приближенных к ДГ областях, т.е. наблюдается изменение цвета поля и ЦМД (рис.2.Б). Появляются угловые фазы. Под влиянием кубической анизотропии происходит фазовый переход в доменной границе из 180^0 -ной блоховской в более широкую 180^0 -ную доменную границу, в которой плоскость разворота спинов направлена под углом к оси $\langle 111 \rangle$ (рис.3.Б). Фазовый переход в доменной границе вызывает спин-переориентационный фазовый переход первого рода из осевой фазы в угловую [1]. Этот спин-переориентационный фазовый переход происходит путем зародышеобразования и является безгистерезисным. Зародышем новой фазы является доменная граница исходной фазы. Экспериментально обнаружен температурный интервал сосуществования осевой и угловой фаз. Визуально граница между осевой и угловой фазами не наблюдается. Отсутствие границы между осевой и угловой фазами объяснено представлением о зародыше новой фазы как о статическом солитоне. Экспериментально показано, что механизм спин-переориентационного фазового перехода из осевой фазы в угловую фазу не зависит от величины соотношения между константами анизотропии.

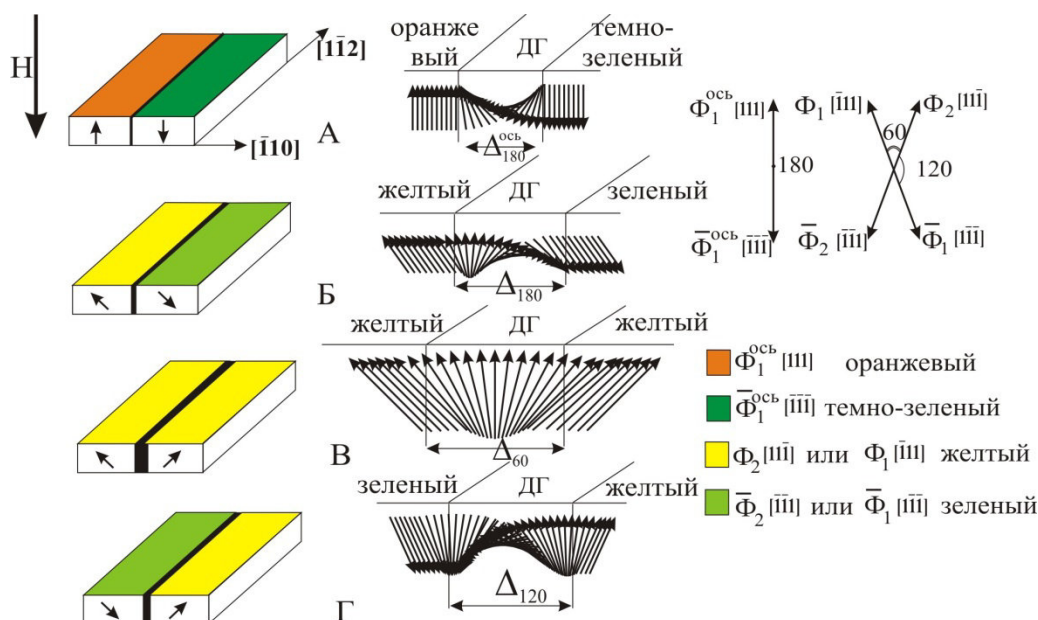


Рис.3. Модели доменных структур и распределение намагниченности в доменной стенке пленки №2:

а– 180^0 осевая; б– 180^0 угловая; в– 60^0 ; г– 120^0 (Δ – ширина ДГ).

При $T < T_K$ в доменной границе пленки №2 происходит фазовый переход второго рода, который происходит поэтапно из 180^0 -ной в 60^0 -ную, а затем в 120^0 -ную границу, изменяя ширину (рис.3.В, Г). Фазовый переход в доменной границе вызывает спин-переориентационный фазовый переход второго рода из одной угловой фазы в другую угловую фазу по всему образцу (рис.2. Г, Д, Е) [2].

Итак, при $T > T_K$ в доменной границе происходит фазовый переход первого рода путем зародышеобразования новой фазы в границе «исходной» фазы. При $T < T_K$ в доменной границе происходит фазовый переход второго рода поэтапно из одной угловой фазы в другую угловую фазу. Оба фазовых перехода безгистерезисны.

[1] А.В. Безус, А.А. Леонов, Ю.А. Мамалуй, Ю.А. Сирюк, ФТТ. Т.46, №2. С.277-281 (2004).

[2] Ja.I.Granovskii, A.A.Leonov, Ju.A.Mamalui, Ju.A.Siryuk J. Functional Materials. V.13, №3. P.526-530.

АВТОРЕЗОНАНСНОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТНОГО БРИЗЕРА В СЛАБОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С ДЕФЕКТОМ АНИЗОТРОПИИ

Екомасов Е.Г.^{1*}, Назаров В.Н.², Муртазин Р.Р.¹, Шафеев Р.Р.¹

¹ *Башкирский государственный университет, 450076, Уфа, Россия*

² *Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, 450075, Уфа, Россия*

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

В последнее время широко исследуются многослойные магнитные структуры в связи с возможностью их практического применения. Часто они представляют собой периодически чередующиеся слои двух материалов с различными физическими свойствами. При изучении таких новых магнитных материалов и процессов, протекающих в них, актуальными являются исследования динамического перемагничивания, генерации однородных и неоднородных по структуре динамических состояний под действием высокочастотного поля [1, 2]. Особый интерес представляет изучение управляемых динамических режимов, при которых возможно достижение больших углов прецессии намагниченности полями достаточно малой амплитуды [3].

В данной работе рассматривается авторезонансное параметрическое возбуждение магнитного бризера в трехслойном ферромагнетике с пониженным значением анизотропии в тонком слое полями переменной частоты и малой амплитуды специального вида $h = h_1 \cos(\omega' \tau - \mu \tau^2 / 2)$. Считается также, что диссипация слабая и частота является медленной функцией времени. Как было показано [4], в зависимости от ширины тонкого слоя, зародыш новой магнитной фазы с амплитудой большей критической исчезает, закрепляется на тонком слое, либо выходит за пределы тонкого слоя, приводя к образованию домена новой фазы. В случае переменного внешнего поля, возможно появление резонансных эффектов, которые приводят к более значительному изменению амплитуды бризера A . При переменной частоте накачки поля $\omega' - \mu \tau$, эволюция во времени квадрата амплитуды определяется из резонансного условия $2\sqrt{1 - A^2} = \omega' - \mu \tau$. Это соотношение интерпретируется как захват системы в параметрический резонанс и дает приближенное решение для амплитуды на далеких временах. Вблизи начального момента имеется погранслой, в котором приближенное решение определяется из дифференциальных уравнений, полученных методом усреднения. Основные результаты данной работы связаны с исследованием усредненных уравнений, которые принято называть уравнениями главного резонанса. Анализ таких уравнений показывает существование решений с растущими и ограниченными амплитудами. Так же из уравнения движения с помощью численных методов показана возможность генерации в области тонкого слоя растущего по амплитуде магнитного бризера.

[1] Гуревич А.Г., Мелков Г.А., Магнитные колебания и волны, Физматлит (1994).

[2] Семенцов Д.И., Шутый А.М., УФН, **177**, 831 (2007).

[3] Шамсутдинов М.А., Ломакина И.Ю., Назаров В.Н., Харисов А.Т., Шамсутдинов Д.М., Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны, Наука (2009).

[4] Назаров В.Н., Шафеев Р.Р., Шамсутдинов М.А., Ломакина И.Ю., Физика твердого тела, **54**, 282 (2012).

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В АНИЗОТРОПНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Кассан-Оглы Ф.А.¹, Кокорина Е.Е.^{2*}, Медведев М.В.²

¹*Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия*

²*Институт электрофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург, Россия*

*e-mail: kokorina@iep.uran.ru

Недавние успехи в исследованиях магнитокалорических материалов [1] возобновили интерес к теоретическим описаниям магнитокалорических явлений. Обратный магнитокалорический эффект, который проявляется в виде уменьшения адиабатической температуры образца при росте внешнего магнитного поля, обнаружен в ряде антиферромагнитных соединений [2].

В работе изучены магнитокалорические эффекты в двухподрешеточном антиферромагнетике с обменным взаимодействием ближайших соседей и одноионной анизотропией в приближении среднего поля для двух различных направлений внешнего магнитного поля. Показано, что при продольном намагничивании вдоль легкой оси намагничивания обратный магнитокалорический эффект наблюдается во всем интервале температур от $T=0$ до температуры Нееля T_N , в то время как нормальный магнитокалорический эффект наблюдается в парамагнитной области сразу за T_N . Однако, когда магнитное поле приложено перпендикулярно к легкой оси анизотропии антиферромагнетика только нормальный магнитокалорический эффект имеет место во всем температурном интервале от $T=0$ до высоких температур выше T_N .

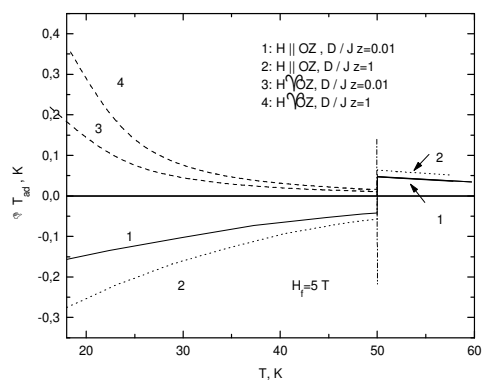


Рис. 1 Адиабатическое изменение температуры при продольном и перпендикулярном намагничивании антиферромагнетика

в поле, приложенном параллельно легкой оси, и потом повернуть образец на 90 градусов, то адиабатическая температура увеличится скачком на величину

$$\frac{T}{2} \left[\frac{d\chi_{\parallel}(T)}{dT} - \frac{d\chi_{\perp}(T)}{dT} \right] \frac{H_f}{C_0(T)},$$

где χ - восприимчивость и $C_0(T)$ – вклад в теплоемкость

антиферромагнетика, независящий от поля. Следовательно, резкое адиабатическое изменение ориентации анизотропного антиферромагнетика в постоянном магнитном поле может произвести значительное температурное изменение. Ниже T_N эффект может быть значительным.

[1] K.A.Gschneider Jr., V.K.Pechansky, A.O.Tsokol, Rep.Progr.Phys. 68 (2005) 1479.

[2] G.J.Butterworth, V.S.Zidell, J.Appl.Phys. 40 (1969)1033

На Рис. 1 представлено адиабатическое изменение температуры $\Delta T_{ad,\parallel}(T, \Delta H = H_f)$ и $\Delta T_{ad,\perp}(T, \Delta H = H_f)$ как функции T при продольном и перпендикулярном намагничивании для двух антиферромагнетиков с одной и той же температурой Нееля $T_N=50\text{K}$ и дебаевской температурой $\theta_D = 300\text{K}$, но с различными значениями анизотропии $D/Jz=0.01$ и $D/Jz=1$. Если произвести адиабатическое намагничивание

ДИНАМИЧЕСКИЕ ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ В ПЛЁНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ**Мехоношин Д.С.^{1*}, Памятных Л.А.¹, Агафонов Л.Ю.¹***Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина,
620083, Екатеринбург, Россия***e-mail: dm.mekh@gmail.com*

Известно [1], что в высокоанизотропных одноосных плёнках ферритов-гранатов, помещённых в переменное магнитное поле, формируется широкий спектр самоорганизующихся устойчивых динамических доменных структур: спиральные динамические домены, концентрические кольцевые домены и др. В работе [1] и последующих работах исследования самоорганизации динамических доменных структур были проведены в основном при комнатной температуре, не было подробно исследовано влияния температуры на этот процесс.

В данной работе исследовались динамические доменные структуры, а именно спиральные динамические домены, формирующиеся в плёнке-(210) феррита-граната в переменном магнитном поле $H_0 \sin(2\pi ft)$, перпендикулярном плоскости плёнки, в диапазоне температур 77-400 К. Динамические доменные структуры выявлялись с помощью магнитооптического эффекта Фарадея и фиксировались на высокоскоростную камеру со скоростью съёмки 400 кадров в секунду. Образец помещался в оптический термостат, что позволяло контролировать его температуру с точностью до 0,1 К. Параметры образца приведены в таблице 1. Исследованный образец обладал помимо наведённой одноосной анизотропии ромбической анизотропией в плоскости. Ранее [2] сообщалось, что наличие анизотропии в базисной плоскости подавляет образование спиральных динамических доменных структур.

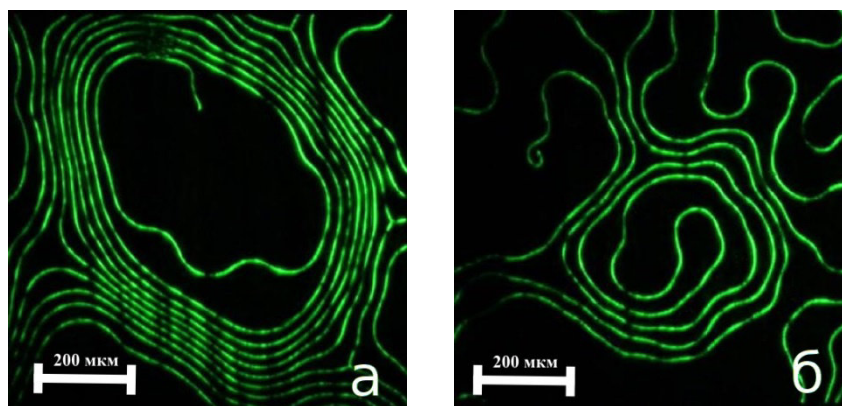


Рис.1. Спиральные динамические магнитные домены в плёнке феррита-граната: а — однорукавный ($H_0 = 50$ Э, $f = 600$ Гц, $T = 373$ К), б — двухрукавный ($H_0 = 50$ Э, $f = 600$ Гц, $T = 373$ К)

Нами было зафиксировано формирование в исследованном образце в переменном магнитном поле спиральных динамических доменов двух различных типов: однорукавных и двухрукавных (рис. 1). Были определены условия формирования спиральных динамических доменов различных типов. На рис. 2 приведена доменная фазовая диаграмма в координатах температура T — амплитуда переменного магнитного поля H_0 при частоте переменного поля $f=600$ Гц. Видно, что двухрукавные спиральные динамические домены начинают формироваться при меньших амплитудах переменного магнитного поля, чем однорукавные.

Имеется узкая область сосуществования спиральных динамических доменов различных типов. С увеличением температуры образца верхние и нижние амплитудные границы областей существования одно- и двухрукавных спиральных динамических доменов монотонно уменьшаются.

Таблица 1. Параметры исследованного образца: L — толщина плёнки, M_s — намагниченность насыщения, K_u — константа наведённой одноосной анизотропии, K_p — константа ромбической анизотропии, $Q = K_u / 2\pi M_s^2$ — фактор качества.

Состав	$(YBiPrLu)_3(FeGa)_5O_{12}$
Ориентация	(210)
L , мкм	11,3
M_s , Гс	11,3
K_u , эрг/см ³	$24 \cdot 10^3$
K_p , эрг/см ³	$9,4 \cdot 10^3$
Q	12

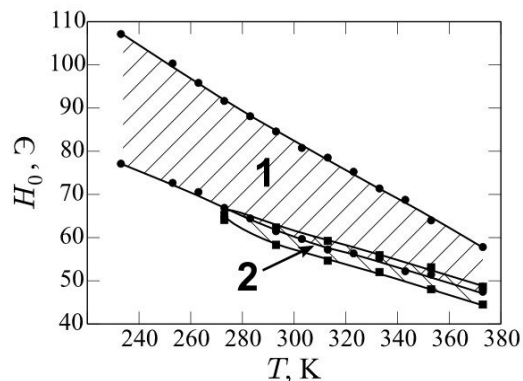


Рис.2. Области существования однорукавных (область 1) и двухрукавных (область 2) спиральных динамических магнитных доменов в координатах температура T — амплитуда переменного магнитного поля H_0 при частоте переменного поля $f = 600$ Гц.

Ссылки на литературу.

[1] Г. С. Кандаурова, Успехи физических наук, Т.172, № 10, С. 1165-1187 (2002)
 [2] Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, ФТТ, Т. 31, С. 273-275 (1989)

ТЕРМОАКТИВИРОВАННОЕ БЛУЖДЕНИЕ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В НАНОПРОВОЛОКЕ

Иванов А.А.¹, Орлов В.А.^{2*}

¹ Сибирский федеральный университет, 660025, пр. им. газеты Красноярский рабочий, 95, г. Красноярск, Россия

² Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, 660049, Красноярск, Россия

*e-mail: orlhome@rambler.ru

Предложен метод компьютерного моделирования термофлуктуационного движения доменных стенок в ферромагнитных поликристаллических нанопроволоках с учетом случайного силового поля магнитных неоднородностей. Показано, что уравнение Эйнштейна-Смолуховского неприменимо для описания термофлуктуационного движения частицы в нелинейном силовом рельефе. Рассмотрена модель нанопроволоки, состоящей из кристаллитов, размеры которых много меньше толщины доменной стенки (ДС). Магнитные неоднородности создают случайный силовой рельеф, в котором движется ДС. Безактивационное движение в силовом поле $F(z)$ удовлетворительно описывается с помощью теории выбросов случайных процессов [1].

Моделирование выглядит наглядно при использовании уравнения Ланжевена, в котором взаимодействие с термостатом аппроксимируется стохастической силовой функцией, зависящей от времени [2-4]. Уравнение Ланжевена для ДС, как частицы, имеет вид:

$$\mu \frac{dv}{dt} + \beta v - (F(z) - h) = L(t). \quad (3)$$

Здесь μ – эффективная масса ДС, β – коэффициент вязкого трения, v – скорость ДС, $L(t)$ –

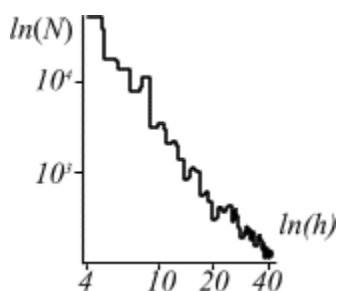


Рис. 1

Зависимость числа скачков от
силы давления внешнего поля в

силе Ланжевена – случайная функция, зависящая от времени t , которая моделирует взаимодействие магнитной системы с термостатом. Задача настоящей работы состоит в моделировании броуновского движения ДС в нелинейном силовом поле $F(z)$ по специальному алгоритму. В качестве упрощенной модели силы Ланжевена можно взять последовательность прямоугольных выбросов ничтожно малой длительности ε , случайной высоты L_{0k} . В исследовании флуктуационного смещения (и теплового, и квантового) важным объектом является энергия активации. Энергия активации в исследуемой одномерной модели равна площади фигуры,

заключенной между графиком $F(z)$ и уровнем силы давления внешнего поля на ДС. При увеличении внешнего поля h симметрия скачков ДС через барьер нарушается и появляется предпочтительное направление движения (дрейф). Время жизни в механически устойчивом состоянии сильно зависит от энергии активации.

На рисунке 1 в логарифмическом масштабе изображена зависимость числа скачков от h . Эта зависимость при $h \rightarrow 0$ подчиняется критическому закону. С учетом инерционного члена критический показатель близок к $-1,5$. Число скачков аналогично среднему числу кластеров в задаче о протекании на квадратной решетке.

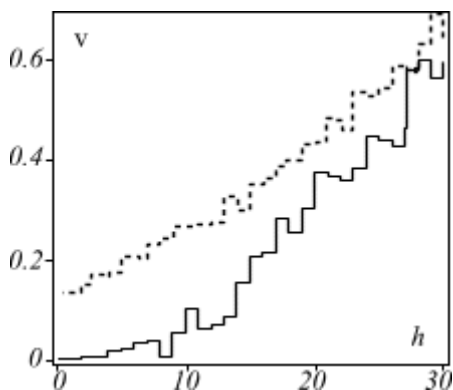


Рис. 2

Зависимость скорости сноса ДС от силы давления внешнего магнитного поля. Нижний график соответствует абсолютной температуре в два раза меньшей, чем верхний. Единица

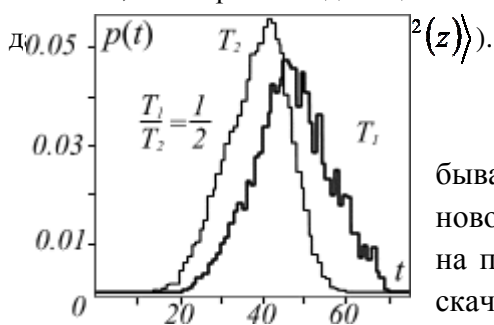


Рис. 3

Распределения времени ожидания скачка t при различных температурах $T_1 < T_2$. По оси абсцисс отложены номера ящиков гистограммы, равные относительным номерам времени

На рисунке 2 изображены графики зависимости скорости дрейфа от силы давления внешнего поля, измеренной на длине интервала порядка длины проволоки при абсолютных температурах, отличающихся в два раза. Рисунок показывает, что при силах давления меньших σ определяющим фактором для скорости сноса является

абсолютная температура. При давлениях больших, чем σ более существенным параметром оказывается сила давления внешнего поля.

В процессе моделирования было получено статистическое распределение времен ожидания скачка. На рисунке 3 показаны два распределения времени ожидания при абсолютных температурах, отличающихся в два раза. Как и следовало ожидать, ширина распределения увеличивается с понижением температуры. Наблюдения показывают, что скачки бывают полные и частичные. Полный скачок завершается в новом метастабильном состоянии. При неполном скачке ДС на полпути возвращается в положение, из которого начался скачок.

Моделирование показало, что в отличие от моделирования броуновского движения частиц взвеси в жидкости в уравнении движения ДС в закрепляющем поле важен учет инерционного члена. Во время скачка происходят частичные возвраты назад, как этапы движения, более частые при низких температурах. Проведены численные расчеты средней скорости термоактивируемого движения ДС. При малых силах давления (меньших $\sigma/2$) определяющим фактором для скорости сноса является абсолютная температура. При давлениях больших, чем σ более существенным параметром для скорости сноса оказывается сила давления внешнего поля. Учет инерции ДС значительно удлиняет длину пробега доменной стенки.

Ссылки на литературу

- [1] Тихонов В.И., Выбросы случайных процессов. М.: Наука, 1970.
- [2] А. Л. Мигдал, Стохастическое квантование теории поля. УФН, V. 149, N 1, (1986)
- [3] W. T. Coffey, Yu P. Kalmykov, J. T. Waldron, World Scientific Series in Contemporary Chemical Physics, V. 14. (2004)
- [4] Reif, F. *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*, McGraw Hill New York, (1965)

РЕЗОНАНСНОЕ ДВИЖЕНИЕ МАГНИТНОГО ВИХРЯ В НАНОТОЧКАХ

Ким П.Д.¹, Орлов В.А.^{2*}, Прокопенко В.С.², Замай С.С.³, Принц В.Я.⁴, Руденко Р.Ю.¹,
Руденко Т.В.¹

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

²Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, 660049, Красноярск, Россия

³Красноярский государственный Медицинский университет имени профессора В.Ф.Войно-Ясенецкого, 660022, Красноярск, Россия

⁴Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия

*e-mail: orlhome@rambler.ru

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному изучению гиротропного режима движения намагниченности в наноточках. В основе аналитических оценок лежит решение уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) и его модификация, впервые приведенная Тилем в работе [1]. Мы провели оценку эффективной массы магнитного вихря и параметра затухания в зависимости от включенного перпендикулярно плоскости пятна внешнего магнитного поля. Результаты показаны на рисунке 1 в сравнении с результатами компьютерного моделирования [2].

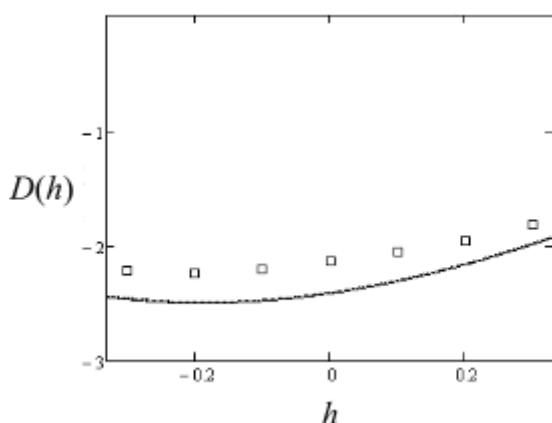


Рис. 1.

Проведено приближенное решение уравнения на движение кора вихря:

$$\vec{\mu}\ddot{\mathbf{v}} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} + \nabla U + \vec{D}\mathbf{v} = 0. \quad (1)$$

Здесь $\vec{\mu}$ и \vec{D} - тензоры эффективной массы и затухания соответственно, \mathbf{G} и \mathbf{v} - гировектор и вектор скорости кора. В результате получено оценочное выражение для частоты колебаний кора:

$$\omega \approx \frac{1}{2\mu G} \left[2\kappa\mu - D^2 - G^2 + \sqrt{(2\kappa\mu - D^2 - G^2)^2 + 4\kappa\mu G^2} \right]. \quad (2)$$

Здесь κ - эффективная жесткость в возвращающей силе, действующей на кор вихря. Для ширины резонансной кривой получено:

$$\Gamma = \frac{40\pi L}{9R} M_s \gamma \alpha (1 - h^2) f(h) \left[4\pi^2 (1 - h)^2 + \alpha^2 f^2(h) \right]^{-1}. \quad (3)$$

Здесь L - толщина, R - радиус нанопятна, M_s - намагниченность насыщения, $f(h)$ - функция, определяемая распределением намагниченности внутри кора вихря.

Экспериментально исследовались резонансные свойства наноточек из классического пермаллоя Ni₈₀Fe₂₀ (рисунок 2). Массив дисков диаметром 1.5 мкм был изготовлен методом фотолитографии из сплошной поликристаллической плёнки толщиной около 35 нм. Исследования проводились с использованием компланарного волновода с центральной линией шириной 100 мкм, нагруженного на волновое сопротивление 50 Ом. Высокочастотное поле было направлено перпендикулярно центральной полосе в плоскости

пленки и имело амплитуду 1.8 Ое. Компланарный волновод и образец находилась в магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца (максимальная напряженность постоянного магнитного поля 12 кОе. Регистрировались дифференциальные кривые поглощения (с использованием модулирующего поля амплитудой 60 Ое, направленного перпендикулярно плоскости диска. Детектированный сигнал с компланарного волновода усиливался селективным усилителем на частоте модуляции и подавался на вход синхронного детектора. На рисунке 3 квадратами показана зависимость резонансной частоты от поля в сравнении с расчетами (2).

Экспериментальное изучение резонансных свойств квадратных точек (рисунок 2) проводилось на массиве, в составе которого были объекты с длиной стороны 3 мкм и толщиной около 65 нм. Функциональная зависимость частоты от приложенного поля в этом случае принципиально не отличается от показанной на рисунке 2.

Учет инерционного слагаемого в решении уравнении движения магнитного вихря практически не изменяет частоту гиротропного движения ядра вихря. Заметные поправки имеют место при относительно больших значениях внешнего магнитного поля, близких к полям переключения полярности вихря. Расчеты с учетом эффективной массы и оцененным нами параметром затухания показали, что рост гиротропной частоты с увеличением толщины наноточки должен идти несколько медленнее, чем без их учета.

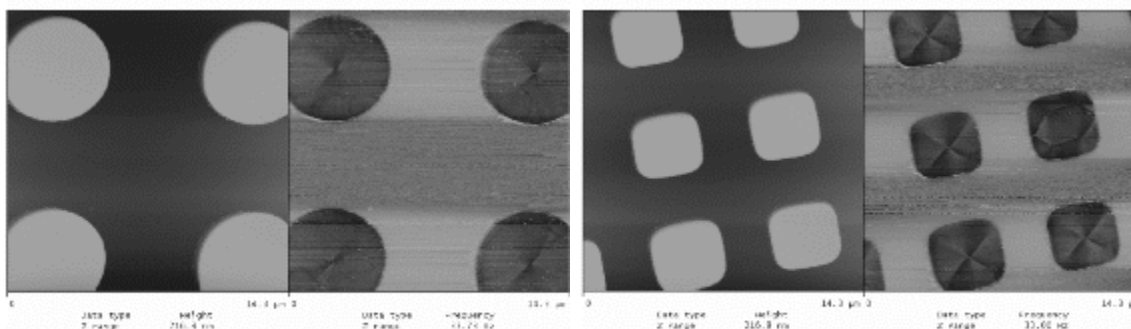


Рис. 2.

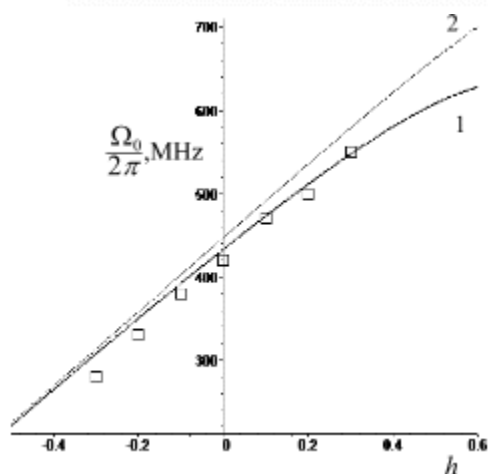


Рис. 3.

Ссылки на литературу

- [1] A. A. Thiel, Phys. Rev. Lett. V. 30, N 6, P. 230 (1975)
- [2] M.-W. Yoo, K.-S. Lee, D.-S. Han, S.-K. Kim, Journ. Appl. Phys. V. 109, P. 063903 (2011)

ЭЛЕМЕНТЫ САМООРГАНИЗАЦИИ СТОХАСТИЧЕСКОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ

Иванов А.А.¹, Орлов В.А.^{2*}

¹ Сибирский федеральный университет, 660025, пр. им. газеты Красноярский рабочий, 95, г. Красноярск, Россия

² Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, 660049, Красноярск, Россия

*e-mail: orlhome@rambler.ru

Проводится численное исследование иерархии характерных длин стохастической магнитной структуры в одномерных ультрадисперсных ферромагнетиках. На основе спектрального анализа распределения намагниченности и силового рельефа показано, что

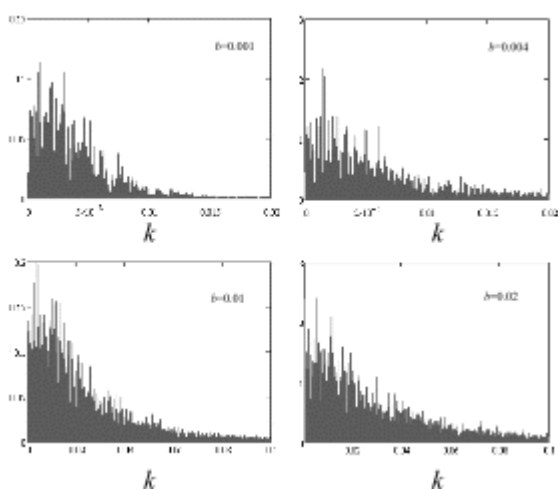


Рисунок 1.

Спектры стохастической магнитной структуры полученные при разных значениях параметра b . Фурье анализу подвергалась корреляционная функция намагниченности. По горизонтальным осям отложено число $k = 1/n$, где n - число кристаллитов, охватывающихся длиной волны соответствующей гармонике.

основными являются три длины: размер магнитной неоднородности, ширина доменной стенки, размер магнитного блока (стохастического домена). Модели исследуемых магнетиков представляют собой конгломераты плотно упакованных ферромагнитных кристаллитов. Кристаллиты столь малы, что можно считать справедливым неравенство: $a \ll \delta_0$, где a - линейный размер кристаллита, а $\delta_0 = \sqrt{A/K}$ - размер доменной стенки в однородном материале (A и K - константы обмена и анизотропии соответственно).

Поиск равновесного распределения намагниченности производился методом градиентного спуска. Наиболее надежным (объективным) способом выявления эффективной длины δ является пространственный спектральный анализ функции распределения намагниченности. Спектры некоторых реализаций показаны на рисунке 1. Видно, что известные выражения для размера магнитного блока находят свое подтверждение.

Особый интерес вызывает роль обмена в образовании магнитного блока. Чем жестче связи между намагниченностью соседних кристаллитов, тем отчетливее в спектре выделяются участки с квазиоднородной намагниченностью большой протяженности (несколько десятков или сотен кристаллитов) – магнитные блоки.

Магнитостатическое взаимодействие в нанопроволоках выступает в качестве упорядочивающего фактора - исполнение роли квазиобменного взаимодействия.

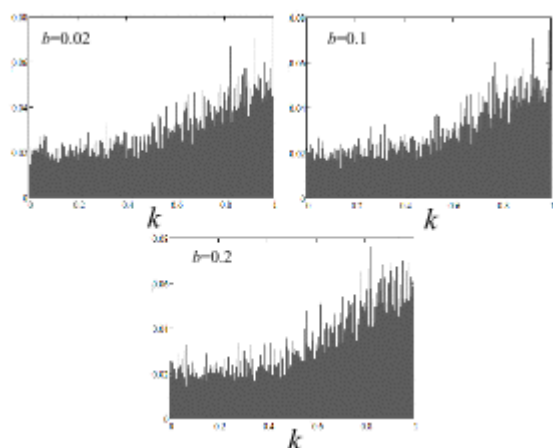


Рисунок 2.

Спектры намагниченности в образцах с выключенным обменным взаимодействием между кристаллитами

разворотов полярного угла. Здесь мы провели сравнение спектров намагниченности магнетиков со случайным равномерным распределением направлений ЛОА в конусе с разворотом $\alpha_0 = 15^\circ$ и $\alpha_0 = 60^\circ$. Оказалось, что спектральные плотности схожи и положения

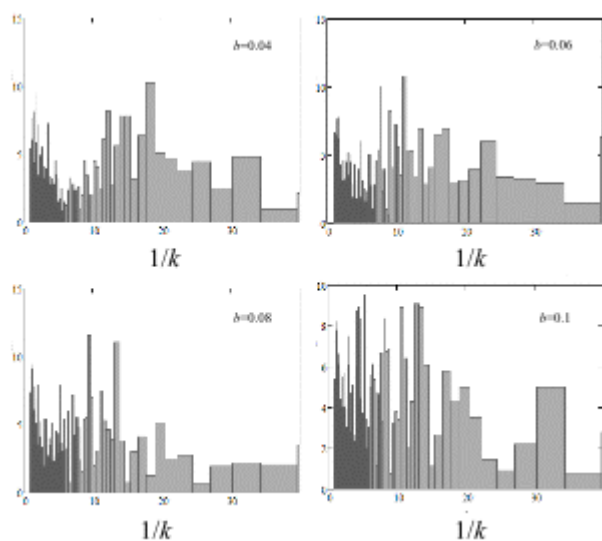


Рисунок 3.

Результаты спектрального анализа силового рельефа для образцов с различным размером кристаллитов с M_s , соответствующей железу. Направления ЛОА случайно и равномерно распределены по сфере.

Зависимость значения этой характерной длины от размера кристаллитов качественно подтверждается.

Список литературы

[1] Иванов А.А., Орлов В.А., Патрушев Г.О., ФММ, V. 103, N 3, P. 229, (2007)

Для выявления длины δ в магнетике с только магнитостатическим взаимодействием между кристаллитами массив реализаций подвергли спектральному анализу. Результаты показаны на рисунке 2.

Степень разориентации ЛОА характеризуется параметром текстуры: $\mu = \langle \cos(2\alpha) \rangle$. Ранее [1] было теоретически показано, что в двух идентичных поликристаллических ферромагнетиках с

текстурой в направлениях ЛОА и без нее характерная длина блока одинаковы. Это позволяет считать пространственные распределения намагниченности таких образцов подобными с точностью до масштабирования максимумов совпадают. Численное моделирование подтвердило ранее высказанное предположение о независимости размера магнитного блока от степени текстурированности магнетика.

Мы провели моделирование процессы перемагничивания нанопроволоки с целью исследования спектра закрепляющей силы (рисунок 3). Кроме пика, соответствующего δ имеется явно выраженный выброс при $n \approx 1$, соответствующий размеру одного кристаллита. Таким образом, силовой рельеф имеет по крайней мере две ярко выраженные гармоники: длинноволновую – ширина доменной стенки, на которую наложены коротковолновые модуляции – размер кристаллита.

Спектральный анализ позволяет выявить гармоники, соответствующие размеру магнитного домена, но не доменной стенки. Моделирование пиннинга доменной стенки показало, что в спектре силы закрепления присутствует гармоника, длина волны которой соответствует ширине доменной

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ И СТРУКТУРЫ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ НЕЕЛЯ ЧИСЛЕННЫМ МЕТОДОМ

Семенов В.С.

Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН

117997, Москва, Россия

vsemsem@mail.ru

В тонких магнитных пленках домены с противоположным направлением намагниченности разделяются 180° доменными границами (ДГ) Нееля. В таких ДГ намагниченность поворачивается в плоскости пленки. В магнитных пленках с одноосной анизотропией распределение намагниченности в одномерной ДГ Нееля характеризуется направляющим косинусом $m_x(x)$ вектора намагниченности \vec{M} , где координата x перпендикулярна оси легкого намагничивания (ОЛН).

В магнитных пленках с малым фактором качества $Q = K / M_s^2$ ($M_s = |\vec{M}|$ - намагниченность насыщения пленки, K - константа анизотропии) определяющее влияние на структуру доменных границ оказывает магнитостатическая энергия. Именно уменьшение или полное отсутствие магнитостатической энергии приводит в доменных границах Блоха к вихревой замкнутой структуре распределения намагниченности, а в доменных границах Нееля к образованию узкой центральной области (ядра) и очень широких симметричных боковых доворотов.

При определении структуры ДГ Блоха и Нееля вычисление магнитостатической энергии представляет основную и главную трудность.

В данной работе с использованием численного метода [1] исследована структура и энергия 180° ДГ Нееля. Этот метод позволил исследовать структуру и энергию доменной границы для различных значений толщины магнитной пленки. В результате расчета выявлены характерные черты структуры изменения намагниченности в доменной границе Нееля: очень узкая центральная область (ядро) и протяженные довороты. При вычислении магнитостатической энергии использован одинаковый шаг разбиения как в области ядра, так и в протяженных доворотах.

На рис. 1 показано изменение направляющего косинуса $m_x(x)$ для толщины пленки 10 нм.

Вычисления были выполнены на основе CUDA архитектуры с использованием языка программирования CUDA C.

[1] Brown W.F., Jr., La Bonte A.E. Structure and energy of one-dimensional domain walls in ferromagnetic thin films, *Journal of Applied Physics*, 36 (1965) 1380-1386.

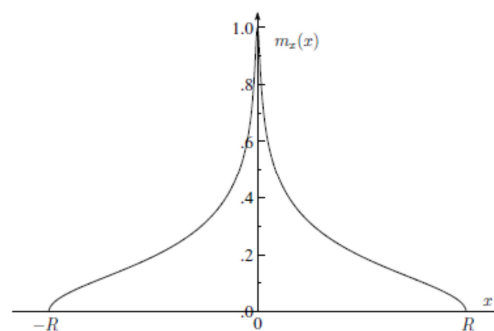


Рис. 1. Изменение направляющего косинуса $m_x(x)$ в одномерной ДГ Нееля.

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНЫХ ПОТЕРЬ НА ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ

Fe-3%Si

В.Ф.Тиунов

Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия

e-mail: tiunov@imp.uran.ru

Выявление механизмов формирования магнитных потерь ферромагнетиков во вращающихся магнитных полях способствует целенаправленному поиску путей снижения магнитных потерь и улучшению функциональных характеристик магнитных материалов.

В работе исследованы зависимости полных и вихретоковых потерь от частоты вращательного перемагничивания монокристаллах Fe-3%Si с поверхностью типа [001](110). Измерения проводились в интервале изменения индукции $B_m = 0,25-1,90$ Тл и частот вращения магнитного поля $f = 20-250$ Гц. Поведение потерь обсуждается на основе наблюдаемой динамики доменной структуры (ДС) образцов.

Установлено, что в исследованных монокристаллах вихретоковые потери составляют подавляющую часть полных потерь. Это показывает, что для уменьшения полных магнитных потерь на вращательное перемагничивание необходимо в первую очередь снижать их вихретоковую составляющую. Выявлено нелинейное изменение частотного хода вихретоковых потерь за цикл перемагничивания (рис.1). При невысоких индукциях $B_m < 1,0$ Тл образцы перемагничивались, главным образом, смещением 180-градусных границ полосовой ДС (основная ДС). Вихретоковые потери за цикл перемагничивания P_v/f , обусловленные смещением таких границ, согласно работе [1] должны расти пропорционально частоте изменения магнитного поля:

$$P_v/f \propto LdB_m^2 f \quad (1)$$

где L - средняя ширина полосовых доменов, d - толщина образца.

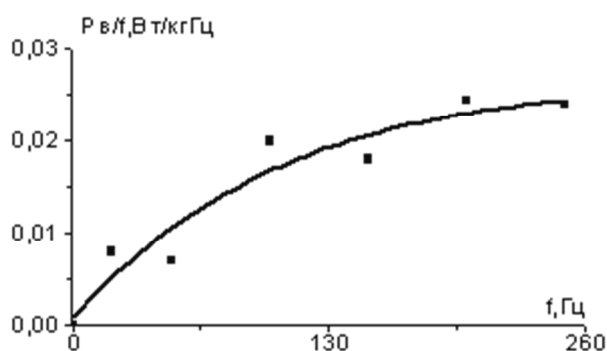


Рис. 1 Частотная зависимость вихретоковых потерь за цикл перемагничивания - P_v/f при $B_m = 0,5$ Тл.

В отличие от этого, наблюдаемый ход потерь P_v/f от частоты имеет нелинейный характер (рис.1), причем измеренные значения потерь существенно превышают их вычисленную величину с учетом наблюдаемых динамических размеров ДС. Например, это превышение при 100 Гц и $B_m = 0,5$ Тл составляло около 300 %. Анализ динамики ДС показал, что такое

расхождение обусловлено неоднородностью движения 180- градусных доменных границ, вследствие различия скоростей их смещения. При индукциях $B_m \approx 1,0$ Тл, наблюдаемый нелинейный частотный ход потерь связан с дроблением полосовой ДС и изгибом 180-градусных границ по сечению образцов.

При $B_m > 1,0$ Тл частотный ход вихретоковых потерь определяется в основном смещением 90° и 180° границ внутренних С- доменов, намагниченных вдоль кристаллографических направлений [010] и [100] (вторичная ДС). Магнитный поток этих доменов замыкается мелкими приповерхностными доменами, ориентированными под углом 55° - 60° к исходным полосовым доменам. Модельные представления вторичной ДС были разработаны в работе [2], а динамика ее доменных границ подробно исследована в работе [3]. В ней было установлено, что перемагничивание монокристаллов Fe-3%Si при $B_m > 1,0$ Тл идет путем прорастания с их периферийных участков внутренних С- доменов. Оно сопровождается увеличением длины приповерхностных доменов, которые по мере роста индукции заполняют всю поверхность образца. При этом границы С- доменов испытывают изгиб по сечению образцов, степень которого увеличивается с частотой перемагничивания. Кроме того, при изменении частоты вращающегося поля в интервале 20 - 100 Гц перемагничивание монокристаллов сопровождается дроблением вторичной ДС. Рассмотренные особенности ее поведения определяют, по-видимому, наблюдаемый нелинейный частотный ход вихретоковых потерь за цикл перемагничивания при повышенных индукциях. И наконец, при $B_m \approx 1,7$ Тл перемагничивание центральных участков образца осуществляется путем вращения намагниченности I_s относительно оси легкого намагничивания образца (ОЛН). По мере дальнейшего роста индукции объем образца, перемагничиваемый путем вращения I_s непрерывно растет

Таким образом, исходя из наблюдаемого частотного хода магнитных потерь и динамики ДС образцов Fe-3%Si можно ожидать, что при невысокой частоте и индукции ($f < 50$ Гц, $B_m < 1,0$ Тл) эффективным способом снижения потерь на вращательное перемагничивание является искусственное дробление ДС образцов (лазерная обработка, нанесение локально деформированных зон). При повышенных индукциях ($B_m > 1,0$ Тл), когда перемагничивание образцов осуществляется смещением 90° и 180° границ мелких доменов вторичной ДС, существенное снижение магнитных потерь может быть достигнуто при термомагнитной обработке образцов в переменных линейно-поляризованных магнитных полях. Указанная обработка, как было установлено ранее [4], приводит к существенному снижению уровня магнитных потерь образцов Fe -3%Si, перемагничиваемых во вращающихся магнитных полях в широком интервале индукций $B_m = 0,25$ - $1,90$ Тл. Наконец, независимо от условий перемагничивания образцов уменьшение их толщины до оптимальной величины должно приводить к существенному снижению магнитных потерь на вращательное перемагничивание, что было впервые показано в работе [5].

[1] Pгу R.H., Bean C.P. J. Appl. Phys., V.29, P.532-533 (1958).

[2] Зайкова В.А., Драгошанский Ю.Н., Жаков С.В., Филиппов Б.Н., ФММ, Т.43, С.979-990(1977)

[3] Тиунов В.Ф., Филиппов Б.Н., ФММ., Т.102, №3, С.280-289 (2006)

[4] Тиунов В.Ф., Лукшина В.А. ФММ, Т.109, №3, С.245-252 (2010).

[5] Тиунов В.Ф., Филиппов Б.Н., ЖТФ, Т.75, С.44-50 (2005).

МАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ

Шарипов М.З.^{1*}, Соколов Б.Ю.²

¹Бухарский инженерно-технологический институт, 200117, Бухара, Узбекистан

²Национальный университет Узбекистана им. М.Улугбека, 100174, Ташкент, Узбекистан

*e-mail: m.z.sharipov@rambler.ru

Магнитокристаллическая анизотропия оказывает существенное влияние на поведение редкоземельных ферритов-гранатов вблизи T_c , и вид фазовой $H-T$ - диаграммы меняется в зависимости от направления намагничивания. Для большинства редкоземельных ферритов-гранатов, в том числе и для феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$, осями легкого намагничивания являются кристаллографические направления типа [111]. Поскольку в этой статье приводятся экспериментальные результаты, полученные при намагничивании $Tb_3Fe_5O_{12}$ вдоль легкой оси, рассмотрим лишь магнитную фазовую $H-T$ - диаграмму кубического ферритмагнетика при $\mathbf{H} \parallel [111]$, рассчитанную в [1].

С учетом слабой зависимости намагниченности железной подрешетки от температуры и магнитного поля в окрестности T_c термодинамический потенциал редкоземельного феррита-граната может быть записан в виде [1]:

$$\Phi = -M_{Fe} H \cos \theta_{Fe} - [M_R dH_{\Delta\phi\phi} + Kf(\theta_{Fe}, \phi_{Fe})]. \quad (1)$$

Условия экстремума термодинамического потенциала (1) относительно углов θ_{Fe} и ϕ_{Fe} определяются как

$$\partial\Phi/\partial\theta_{Fe} = M_{Fe} H(1 - \lambda\chi_o) \sin\theta_{Fe} + K \partial f/\partial\theta_{Fe} = 0, \quad (2) \quad \partial\Phi/\partial\phi_{Fe} = K \partial f/\partial\phi_{Fe} = 0,$$

здесь λ – обменная константа, $\chi_o = M_R/H_{\Delta\phi\phi}$ ($\mathbf{H}_{\Delta\phi\phi} = \mathbf{H} - \lambda \mathbf{M}_{Fe}$). В системе координат, в которой ось [111] – полярная ось, уравнения (2) имеют решения $\theta_{Fe} = 0$ и $\theta_{Fe} = \pi$. Эти решения отвечают минимуму Φ , если $\partial^2\Phi/\partial\theta_{Fe}^2|_{\theta=0} > 0$ и $\partial^2\Phi/\partial\theta_{Fe}^2|_{\theta=\pi} > 0$.

Кроме того, в некотором интервале магнитных полей и температур имеются решения с $\theta_{Fe} \neq 0, \pi$ (угловые фазы). В полярной системе координат (ось [111] – полярная ось, ось [110] – азимутальная ось) при $\mathbf{H} \parallel [111]$ равновесные значения углов $\theta = \theta_0$ и $\phi = \phi_0$ при заданных H и T находятся из системы уравнений:

$$M_{Fe}H(1 - \lambda\chi_o) + K(4/3\cos^2\theta_{Fe} - \sin^2\theta_{Fe}\cos\theta_{Fe} - 1/3\sqrt{2}\sin^3\theta_{Fe}\sin 3\phi_{Fe} + \sqrt{2}\cos^2\theta_{Fe}\sin\theta_{Fe}\sin 3\phi_{Fe}) = 0, \quad (3.3)$$

$$\sqrt{2}K \cos \theta_{Fe} \sin^3 \theta_{Fe} \cos 3\phi_{Fe} = 0,$$

откуда следует, что имеются следующие равновесные значения угла $\phi_0 = \pi/2, 7\pi/6, 11\pi/6$ при $0 < \theta_{Fe} < \pi/2$ и $\phi_0 = \pi/6, 5\pi/6, 3\pi/2$ при $\pi/2 < \theta_{Fe} < \pi$. Очевидно, что в выбранной системе координат углам $\phi_0 = \pi/2, 3\pi/2; \phi_0 = 7\pi/6, \pi/6; \phi_0 = 11\pi/6, 5\pi/6$ соответствуют

кристаллографические плоскости $(110), (011), (101)$. Таким образом, при $\mathbf{H} \parallel [111]$ угловые решения трехкратно вырождены. Эти решения будут соответствовать минимуму потенциала (1), если $\partial^2\Phi/\partial\theta_{Fe}^2 > 0$ и $\partial^2\Phi/\partial\phi_{Fe}^2 > 0$.

Фазовая диаграмма редкоземельного феррита-граната при $\mathbf{H} \parallel [111]$ (направление [111] – ось легкого намагничивания), рассчитанная в [1] на основе систем уравнений (2) и (3) для области слабых полей, показана на рис.1. Линии АВ и АС – линии потери устойчивости коллинеарных фаз с $\theta_{Fe} = 0$ и $\theta_{Fe} = \pi$. Они определяются уравнениями

$$1 - \lambda\chi_o(0) - 4K/3M_{Fe}H = 0, \quad 1 - \lambda\chi_o(\pi) + 4K/3M_{Fe}H = 0.$$

Область диаграммы под этими линиями – область существования угловых фаз, линия AT_c – линия фазовых переходов I-го рода между угловыми фазами.

При понижении температуры переход из фазы $\theta_{Fe} = 0$ в фазу $\theta_{Fe} = \pi$ происходит скачком на линии АВ, обратный переход происходит на линии АС. Поскольку в этих фазах полная намагниченность редкоземельного феррита-граната по-разному зависит от температуры:

$$M_s = M_{Fe} - M_R(T=0) B_J[\mu_R(\lambda M_{Fe} - H)/kT] \quad \text{в фазе } \theta_{Fe} = 0$$

и $M_s = M_R(T=0) B_J[\mu_R(\lambda M_{Fe} + H)/kT] - M_{Fe}$ в фазе $\theta_{Fe} = \pi$,

то при изменении температуры вблизи T_c должен наблюдаться температурный гистерезис величины M_s . Форма гистерезисных петель $M_s(T)$, рассчитанная в [1], показана на рис. 2.

На линиях PT_c и QT_c полная намагниченность кристалла обращается в нуль. Учитывая, что

$$M_s = M_R(T=0) B_J[\mu_R \lambda M_{Fe} / kT_c],$$

зависимость напряженности магнитного поля от температуры на этих линиях имеет вид

$$H = \lambda M_{Fe} |(T - T_c) / T_c|.$$

Все приведенные выше результаты были получены в [1] для однодоменного кристалла, а выполненные к настоящему времени экспериментальные исследования различных физических свойств редкоземельных ферритов-гранатов вблизи точки магнитной компенсации в основном проводились в достаточно сильных магнитных полях, обеспечивающих (для облегчения сопоставления данных эксперимента с теорией) состояние магнитного насыщения кристалла [2].

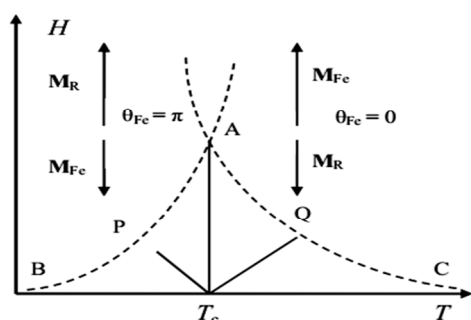


Рис. 1. Фазовая диаграмма редкоземельного феррита-граната при $\text{Ni}[111]$, $K < 0$. АВ и ВС – кривые, на которых теряют устойчивость коллинеарные фазы с $\theta_{Fe} = 0$ и $\theta_{Fe} = \pi$ соответственно. AT_c – линия фазовых переходов I-го рода. PT_c и QT_c – линии нулевой намагниченности.

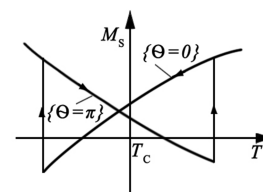


Рис. 2. Температурный гистерезис намагниченности насыщения редкоземельного феррита-граната при $\text{Ni}[111]$ вблизи точки компенсации. Стрелками показано направление изменения температуры.

В слабых магнитных полях в редкоземельных ферритах-гранатах всегда существует доменная структура, что усложняет теоретическое построение их фазовой диаграммы. В то же время очевидно, что для практики представляет наибольший интерес поведение свойств материала в слабых магнитных полях, получение которых не вызывает технических трудностей. В частности, результаты таких исследований могут быть полезны при разработке приборов спиновой электроники нового поколения, принцип работы которых основан на изменении доменной структуры активной среды за счет флексомагнитоэлектрического эффекта (например, в системах записи, хранения и считывания информации) [3]. Работа выполнена при частичном финансировании гранта ЁФ2-ОТ-0-197224, ЁФ2-4 Комитета по координации развития науки и технологий РУз.

Литература.

- [1] Звездин А.К., Матвеев В.М. Особенности физических свойств редкоземельных ферритов-гранатов вблизи температуры компенсации. // ЖЭТФ. – 1972. – Т.62. – В.1. – С.260 – 271.
- [2] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. – М: Наука, – 1979. – 317 с.
- [3] Звездин А.К., Пятаков А.П. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты. // УФН. – 2009. – Т. 179. – С. 897 – 904.

АЛГЕБРА ОСОБЫХ ТОЧЕК МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ПЛЕНКАХ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ.

Иванов В.Е., Ковешников А. В.

Уральский федеральный университет, 620083, г.Екатеринбург, Россия

e-mail: vladimir.ivanov@urfu.ru

Проекция трехмерного неоднородного магнитного поля на плоскость наблюдения (плоскость индикаторной магнитооптической среды) показывает наличие особых точек в распределении плоскостной компоненты поля, что проявляется в наличии особых точек в магнитооптическом (МО) изображении [1].

В нашей работе сделана попытка проанализировать связь между числом и характером особых точек при квазинепрерывном характере изменения топологии неоднородного поля и произвести экспериментальное наблюдение этого процесса. Распределение плоскостной компоненты поля моделировалось путем расчета поля четырех диполей, ориентированных перпендикулярно плоскости наблюдения. Соответствующие этому распределению модельные МО-изображения сравнивались с экспериментальными. Экспериментальные МО-изображения неоднородного магнитного поля, создаваемые четырьмя цилиндрическими магнитами, были получены путем их регистрации в геометрии меридионального эффекта Керра.

Сравнение рассчитанного векторного поля с модельными и экспериментальными МО-изображениями показало совпадение числа и топологических свойств точек типа "исток" (So), "сток" (Si) и "седло" (Sa) в модельных и экспериментальных изображениях.

Число и топологические свойства особых точек находятся в соответствии с теоремой Пуанкаре: вращение (индекс) векторного поля на замкнутой ориентированной кривой, охватывающей все особые точки, равно алгебраической сумме индексов всех точек $\gamma_s = \sum \gamma_i$ [2].

В исследуемой конфигурации поля $\gamma_s = 1$, что соответствует наличию результирующего дипольного момента системы источников магнитного поля (рис. 1а). Изменение геометрии системы приводит к изменению числа и топологических свойств особых точек, путем слияния двух точек типа Sa с точкой Si (рис. 1б). При этом суммарный индекс области, содержащей эти точки, не меняется $\gamma_{Sa, Si, Sa} = -1$, в результате чего $\gamma_s = 1$. Вероятно, такое свойство сохранения суммарного вращения векторного поля является универсальной характеристикой наличия дипольного момента в магнитной системе при квазинепрерывном изменении ее геометрии.

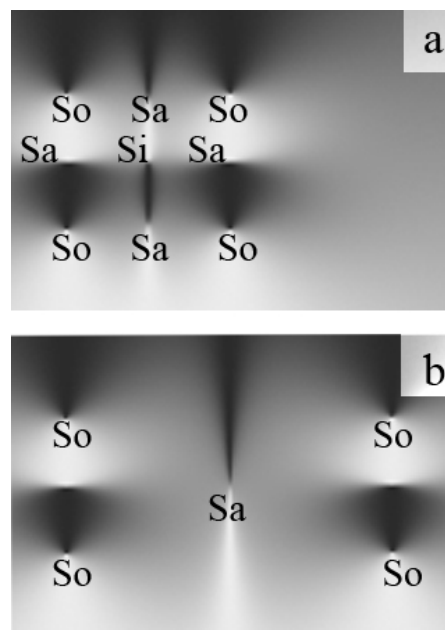


Рис. 1. Магнитооптические изображения плоскостной компоненты поля четырех диполей, ориентированных перпендикулярно плоскости индикаторной пленки.

[1] V. E. Ivanov, J. Magn. and Magn. Mater. V.324, № 16. p. 2572-2578 (2012).

[2] D. Milnor, A. Uolles. Differential topology. (New-York, 1968).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{Si}(111)$ И $\text{Fe}_5\text{Si}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$

**С.А. Лященко^{1,2*}, З.И. Попов^{1,2}, С.Н. Варнаков^{1,2}, М.С. Молокеев¹,
И.А. Яковлев^{1,2}, С.Г. Овчинников^{1,2}**

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

²*Сибирский государственный аэрокосмический университет им. академика М.Ф. Решетнева, 660014 Красноярск, Россия*

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

Тонкоплёночные соединения на основе железа и кремния часто оказываются эффективными для генерации и детектирования излучений, а производство устройств на основе силицидов железа можно внедрить в уже существующие кремниевые технологии. Кроме того, в работах [1,2] показана перспективность соединений Fe-Si для создания устройств спинтроники. Многообещающими материалами в этой области являются силициды Fe_3Si и Fe_5Si_3 , первый из которых обладает высокой спиновой поляризацией, а второй обнаруживает гигантское магнетосопротивление около 2400 %. При этом оба материала имеют высокую температуру Кюри, большое электрическое сопротивление и химически устойчивы [3,4].

Несмотря на значительное количество работ по исследованию различных свойств силицидов Fe_3Si и Fe_5Si_3 , слабо изученными остаются их спектральные магнитооптические характеристики. Поэтому в данной работе был измерен спектральный магнитооптический эффект Керра эпитаксиальной плёнки Fe_3Si на подложке Si(111) и поликристаллической плёнки Fe_5Si_3 на подложке $\text{SiO}_2(14 \text{ нм})/\text{Si}(001)$. Толщины обеих плёнок составляли около 27 нм. Также были получены данные о коэрцитивной силе представленных образцов. Измерения проводились на спектральном магнитоэллипсометрическом комплексе, который позволяет в одном цикле проводить как магнитооптические, так и эллипсометрические измерения [5].

Найденные спектральные зависимости магнитооптического сигнала для Fe_3Si и Fe_5Si_3 показали наличие нескольких характерных пиков, которые согласуются с межзонными переходами в электронной структуре атомов железа, полученных из расчётов парциальных спин-поляризованных плотностей состояний обоих силицидов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Государственное задание № 16.663.2014К и Договор № 02.G25.31.0043), гранта поддержки ведущей научной школы (проект НШ-2886.2014.2) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-02-31309).

Литература

- [1] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys., V.76, P. 323-410 (2004).
- [2] J. Herfort, H.-P. Schonherr, A. Kawaharazuka, M. Ramsteiner, K.H. Ploog, Journal of Crystal Growth, V.278, P. 666-670 (2005).
- [3] P.C. Srivastava, J.K. Tripathi, J. Phys. D: Appl. Phys., V.39, P. 1465-1471 (2006).
- [4] K. Hamaya, K. Ueda, Y. Kishi et al., Appl. Phys. Lett., V.93, P. 132117-3 (2008).
- [5] S.A. Lyashchenko, I.A. Tarasov, S.N. Varnakov et al., Technical Physics, V.58, 10, P. 1529-1532 (2013).

**МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ f - f ПЕРЕХОДОВ
В КРИСТАЛЛАХ $\text{ErFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$**

В.В. Соколов¹, А.В. Малаховский^{2*}, А.Л. Сухачев², И.А. Гудим²

¹ Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия

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

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

Магнитооптическая активность разрешённых электронных переходов практически не зависит от кристаллического окружения активного иона, а её температурная зависимость совпадает с температурной зависимостью магнитной восприимчивости. Ранее было обнаружено [1], что для запрещённых f - f переходов обе эти закономерности не выполняются. Настоящая работа посвящена сравнительному исследованию парамагнитной магнитооптической активности (МОА) f - f переходов в ионе Er^{3+} в двух кристаллах со структурой хантита.

Парамагнитная МОА равна отношению нулевых моментов полос магнитного кругового дихроизма (МКД) и поглощения:

$$c = \frac{\langle \Delta k(\omega) \rangle_0}{\langle k(\omega) \rangle_0} = C \frac{\mu_B H}{k(T - \Theta)} \tag{1}$$

Здесь в первом приближении предположено, что МОА пропорциональна парамагнитной восприимчивости. Спектры поглощения и МКД были измерены в функции от температуры в интервале 90 – 293 К. Из этих спектров определялся параметр “С” из (1). Если МОА следует закону Кюри-Вейсса, то этот параметр должен не зависеть от температуры. В действительности оказалось, что для большинства переходов он существенно зависит от температуры и различен для двух изоструктурных кристаллов (пример на Рис. 1). В [1] было показано, что МОА f - f переходов может состоять из трёх вкладов, которые соответствуют различным примешанным состояниям противоположной чётности разрешающим переход не только по чётности, но и по полному моменту. В частности, для иона Er^{3+} при одинаковой заселённости компонент расщепления основного состояния могут быть вклады: $C = -5.1, -0.6, +4.5$. В таблице 1 показаны экспериментальные значения этого параметра при комнатной температуре, которые демонстрируют существенное влияние локального окружения на МОА.

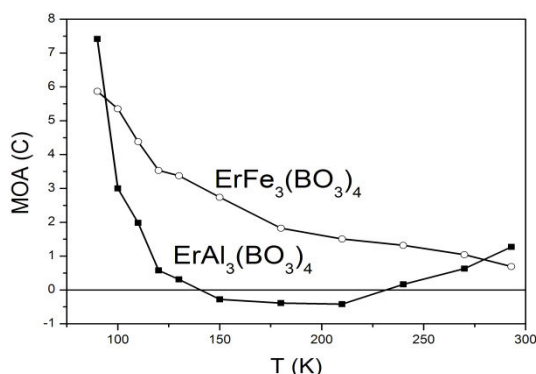


Таблица 1. МОА f - f переходов

Excited state	C $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$	C $\text{ErFe}_3(\text{BO}_3)_4$
$^4I_{11/2}$	2.1	-2.8
$^4I_{9/2}$	0.7	1.6
$^4F_{9/2}$	1.28	0.7
$^4S_{3/2}$	-6.5	-5.4
$^2H_{11/2}$	4.6	8.5
$^4F_{7/2}$	0.17	-0.86

Рис. 1. МОА перехода $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$

[1] A. V. Malakhovskii, A. L. Sukhachev, A. Yu. Stroková and I. A. Gudim. Phys. Rev. B 88 (2013) 075103.

ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ ОПАЛОВОЙ МАТРИЦЫ, ДОПИРОВАННОЙ ВКЛЮЧЕНИЯМИ С МАГНИТНЫМ ПОРЯДКОМ

Самойлович М.И., Юрасов Н.И., Юрасова И.И.

ЦНИИТИ «Техномаш», Москва, Россия

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Россия

e-mail: nikyurasov@yandex.ru

Наноструктуры, состоящие из кластеров наноразмерного масштаба, содержащие ферромагнитные компоненты, разделенные неферромагнитными, представляют большой интерес [1,2]. Величина обменного взаимодействия магнитных моментов соседних кластеров с ферромагнитным порядком сильно зависит от свойств немагнитной прослойки. Для этих систем можно значительно расширить частотный диапазон запрещенной фотонной зоны.

При формировании такой наноструктуры был использован метод пропитки. В нашем случае опаловая матрица пропитывалась прекурсором – веществом со специальным химическим составом с последующей термообработкой для формирования в межсферических пустотах опаловой матрицы соответствующей химической среды. Были использованы нитраты Fe, Ni, Co, Mn, Zn. В процессе пропитки водные растворы солей заполняют поры опаловой матрицы самопроизвольно за счёт капиллярного эффекта. При термообработке происходит частичное термическое разложение нитрогрупп и полностью удаляется несвязанная вода. В данном случае термообработка проводилась в течение часа при температурах 770-1070 К. Данная процедура повторялась многократно (до 20 пропиток) с постепенным заполнением межсферического пространства опаловой матрицы оксидами и соединениями на основе переходных металлов.

Известные магнитооптические исследования одномерных фотонных кристаллов [3] с помощью экваториального эффекта Керра продемонстрировали, что в области запрещенной фотонной зоны величина эффекта существенно возрастает по сравнению с областью частот вне запрещенной фотонной зоны. Исследованные ранее магнитные фотонные кристаллы на основе опаловой матрицы характеризуются наличием двух типов заполнения межсферических пустот, а именно: островкового типа, не обладающего обычной электрической проводимостью (прыжковая проводимость, туннельная проводимость), и сетевого, определяемого заполненными и соединенными между собой каналами. В последнем случае можно рассматривать обычную электрическую проводимость. Если имеются металлические островки, то образование электрических емкостей приводит к понижению нижнего края запрещенной зоны при сохранении положения верхнего края, чье положение определяется постоянной решетки диэлектрической матрицы. Эти особенности магнитных фотонных кристаллов влияют на структуру тензора диэлектрической проницаемости через особенности распределения магнитных моментов, включая магнитную анизотропию, определяя зависимость компонент тензора от намагниченности. Поэтому спектр отражения света от магнитных фотонных кристаллов содержит важную информацию о строении фотонных кристаллов и об их магнитном упорядочении.

Как показало исследование, представленное в [4], положение максимума изменения коэффициента отражения сильно зависит от цвета магнитного фотонного кристалла, а величина этого максимума существенно слабее зависит от цвета фотонного кристалла.

С целью получения указанной выше информации были проанализированы спектры относительного изменения коэффициента отражения магнитных фотонных кристаллов

$\delta R(H, \lambda)$, полученных указанным выше способом и измеренных в [4].

Для полярного эффекта Керра в линейно поляризованном свете для нормального падения нами была получена формула для $\delta R(H, \lambda)$:

$$\delta R(M, \lambda) = \frac{8}{\varepsilon - 1} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{2} \left(bM^2 + \frac{aM}{\varepsilon} \right), \quad (1)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость при $M=0$, M – намагниченность, a и b – постоянные, не зависящие от намагниченности. Для неполяризованного света была получена формула

$$\delta R(M, \lambda) = \frac{8}{\varepsilon - 1} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{2} \left(bM^2 + \frac{aM}{\varepsilon} \right), \quad (2).$$

При выводе формул (1) и (2) был использован тензор диэлектрической проницаемости.

Слагаемые в круглых скобках формул (1)-(2) имеют порядок магнитооптического параметра, т.е. находятся в порядковом интервале 10^{-3} - 10^{-2} . Диэлектрическая проницаемость может приближаться сверху к единице. Поэтому влияние намагниченности на спектры коэффициента отражения в области края запрещённой зоны может быть очень велико и изменение коэффициента отражения может достигать несколько десятков процентов. Этот результат находится в согласии с данными работы [4].

Однако более подробное сравнение осуществить не удалось, так как нет данных о диэлектрической проницаемости фотонных кристаллов, исследованных в [4]. Учитывая, что эти фотонные кристаллы по цвету (один красный и два зелёных разного оттенка) сильно отличались от белого цвета опаловой матрицы, нельзя использовать для оценки диэлектрической проницаемости значение для опаловой матрицы. Также нет измеренных значений магнитооптического параметра и его частотной зависимости для этих магнитных фотонных кристаллов.

Исследованные магнитные фотонные кристаллы содержали различные дефекты. Из дефектов особое значение имеют поры. Межглобулярные, внутриглобулярные и межкристаллитные (при поликристаллическом строении магнитного фотонного кристалла на основе опаловой матрицы) поры уменьшают ε и, согласно приведённым формулам, могут сильно влиять на изменение коэффициента отражения. В [4] не проводилась оценка пористости исследованных магнитных фотонных кристаллов, которая очевидно должна выполняться с учётом всего многообразия дефектов и прежде всего пор.

Остаётся неисследованным вопрос о магнитоотрицании в таких фотонных кристаллах и её роли в усилении отражения в области запрещённой зоны.

[1] A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue. IEEE Trans. Magn. V.40 (2004), p.28

[2] Chih-Kai Huang, Chia-Hung Hou, Chii-Chang Chen, Yen-Ling Tsai, Li-Ming Chang, Hung-Sen Wei, Kuo-Huang Hsieh, Chia-Hua Chan. Nanotechnology. V.19 (2008), p.055701.

[3] A.B. Granovsky, I.V. Bykov, E.A. Ganshina, V.S. Guschin, M. Inoue, Yu.E. Kalinin, A.A. Kozlov, A.N. Yurasov. JETP V.123 N 6 (2003), p.1256

[4] V.S. Gorelik, N.I. Yurasov, Y.P. Voinov, M.I. Samoilovich, V.V. Gryasnov, Solid State Phenomena, 152-153, (2009), p. 518.

МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНОЙ НАНОСТРУКТУРЫ $\{[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}]/[\text{In}_{35.5}\text{Y}_{4.2}\text{O}_{60.3}]\}_{93}$

Бабкина И.В., Габриельс К.С., Жилова О.В., Калинин Ю.Е., Ситников А.В.
Воронежский государственный технический университет 394026, Воронеж, Россия
e-mail: zhilova105@mail.ru

Исследованы магниторезистивные свойства новых многослойных структур композит – полупроводник, в которых слои композита ферромагнетик – диэлектрик $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}$, находящегося в суперпарамагнитном состоянии, разделены полупроводниковой (диэлектрической) прослойкой $\text{In}_{35.5}\text{Y}_{4.2}\text{O}_{60.3}$.

Образцы были получены ионно–лучевым методом напыления с использованием составной мишени из металлического сплава $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})$ с пятнадцатью равномерно распределенными на его поверхности навесками SiO_2 и мишени из полупроводника сложного состава $\text{In}_{35.5}\text{Y}_{4.2}\text{O}_{60.3}$ на вращающуюся подложку. За один оборот карусели формировались слои композита $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}$ и полупроводниковая прослойка $\text{In}_{35.5}\text{Y}_{4.2}\text{O}_{60.3}$. Пленка многослойной гетерогенной структуры состояла из 93 би слоев $\{[(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}]/[\text{In}_{35.5}\text{Y}_{4.2}\text{O}_{60.3}]\}_{93}$.

Установлено, что толщина полупроводниковой прослойки влияет на удельное сопротивление пленок. Это связано с изменением механизма электропереноса в материале. При толщине меньше 0.5 нм процесс переноса заряда определяется композитом $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{33.9}(\text{SiO}_2)_{66.1}$ состав которого находится до порога перколяции. При толщинах от 0.5 до 1.2 нм наблюдается перераспределение проводимости от электропереноса металл – диэлектрик – металл к каналам металл – полупроводник – металл, в результате чего удельное сопротивление уменьшается в несколько раз. При тощине > 1.2 нм в проводящих каналах металл – полупроводник – металл увеличивается толщина полупроводника, что переводит к росту сопротивления.

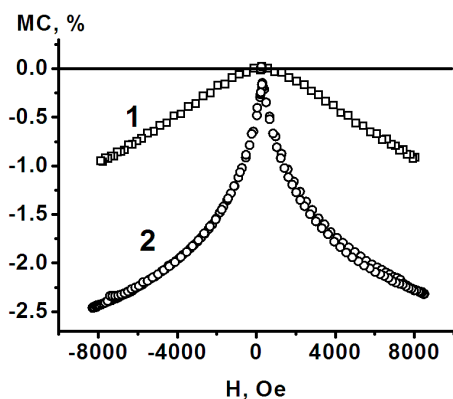


Рис. 1 Магниторезистивный эффект многослойной структуры после термической обработки при $T = 300$ °С в течение 30 мин в атмосфере водорода при давлении 7.8 Торр при толщине $\text{In}_{35.5}\text{Y}_{4.2}\text{O}_{60.3}$: 0.4 нм (кривая 1) и 1.44 нм (кривая 2)

После отжига при температуре 300 °С в течение 30 минут в атмосфере водорода при давлении 7.8 Торр в многослойной гетерогенной структуре выявлен максимум на зависимостях действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости от толщины прослойки $\text{In}_{35.5}\text{Y}_{4.2}\text{O}_{60.3}$ в диапазоне 1 – 1.5 нм, положение которого коррелирует с зависимостями электрического сопротивления образцов от толщины полупроводниковой прослойки.

Проведенные исследования магниторезистивных свойств данной структуры показали, что после термической обработки толщина полупроводниковой прослойки $\text{In}_{35.5}\text{Y}_{4.2}\text{O}_{60.3}$ оказывает определяющее значение на величину и вид полевой зависимости сопротивления (рис.1). При толщине > 1.0 нм наблюдается рост магнитосопротивления, что коррелирует с увеличением электрической проводимости образцов и увеличением комплексной магнитной проницаемости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №13-02-97512-р_центр_а).

ТРИПЛЕТНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ И ПЕРКОЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОМПОЗИТАХ СВЕРХПРОВОДНИК-ФЕРРОМАГНЕТИК

Кононенко В. В.^{*}, Таренков В. Ю., Дьяченко А. И.

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины

83114, Донецк, Украина

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

Интерес к композитам ферромагнетик–сверхпроводник вызван возможностями новых технических приложений, в частности в элементах нанозлектроники [1]. Особый интерес представляют системы композитов, где ферромагнетик – половинный металл, у которого на уровне Ферми имеются электроны с одним направлением спина (например, манганиты).

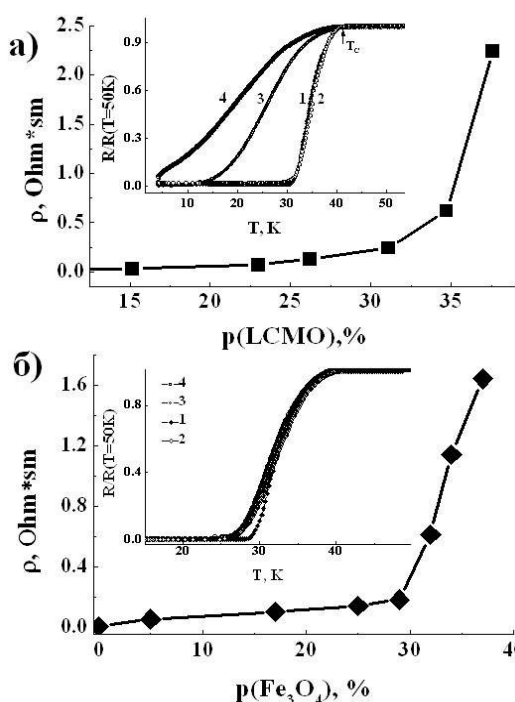


Рис.1 а) Зависимость удельного сопротивления композита ρ от объемного содержания манганита r (LCMO) при $T=300K$. На вставке: Температурные зависимости сопротивлений 1-MgB₂, 2,3,4 - MgB₂-LCMO при объемном содержании LCMO 15%, 27% и 34% соответственно, $R(T)$ зависимости нормированы при $T=50 K$. б) Зависимость удельного сопротивления композита ρ от объемного содержания манганита r (Fe₃O₄). На вставке: $R(T)$ зависимости 1-MgB₂, 2,3,4 - MgB₂- Fe₃O₄ при объемном содержании Fe₃O₄ 17%, 29% и 32% соответственно.

Нами исследованы транспортные характеристики композитов сверхпроводник – манганит (MgB₂-La_{0.7}Ca_{0.3}MnO₃ (LCMO)) и сверхпроводник – магнитный диэлектрик (MgB₂-Fe₃O₄) с различным объемным содержанием ферромагнетика. Композиты представляют собой механические смеси микронных порошков MgB₂ ($d=5-10\mu m$), Fe₃O₄ ($d=1-5\mu m$) и нанопорошка LCMO ($d=10-30nm$). После тщательного перемешивания композиты прессовались под давлением 50кбар без дополнительной термообработки. На рис.1а приведена зависимость удельного сопротивления композита (ρ) MgB₂-LCMO от объемного содержания LCMO при температуре $T=300K$. Быстрое изменение удельного сопротивления образца происходит в районе 23% объемной концентрации LCMO. Температурный ход сопротивления для чистого MgB₂ и композита MgB₂-LCMO (15%-ти, 27%-ти и 34%-ти объемного содержания LCMO) представлен на вставке рис. 1а. На рисунке видно, что 15%-ная добавка манганита в MgB₂ не изменяет характер $R(T)$ перехода, который совпадает с $R(T)$ зависимостью чистого MgB₂. Но уже 27%-ная добавка LCMO существенно уширяет резистивный сверхпроводящий $R(T)$ переход композита. Сопротивление образца с 34% нанопорошка LCMO в MgB₂ остается конечным во всем исследуемом интервале температур, хотя начало $R(T)$ перехода композита совпадает с началом сверхпроводящего перехода чистого MgB₂.

Этот результат противоречит стандартной перколяционной модели [2], согласно которой в двухкомпонентной 3D - среде протекание по высокопроводящей фазе (по MgB₂) должно прерываться при концентрации $r>80\%$. По всей видимости, такое поведение $R(T)$ образцов

связано с существенно различным размером гранул сверхпроводника и манганита. Можно предположить, что наногранулы LCMO ведут себя подобно жидкости, обтекающей значительно большие по размеру гранулы MgB_2 и даже при малых концентрациях LCMO происходит разрыв перколяционного кластера по MgB_2 . Размытие сверхпроводящего перехода MgB_2 может быть обусловлено и влиянием магнитного поля манганита. Для проверки такой возможности были выполнены дополнительные эксперименты, где в качестве магнитной добавки использовался порошок ферромагнитного диэлектрика Fe_3O_4 , с размерами частиц $d = 1-2 \mu\text{м}$. На рис. 1б видно, что резкий скачок удельного сопротивления композита наступает при концентрации 30 объемных процентов Fe_3O_4 . Из вставки рис. 1б видно, что варьирование ферромагнитной добавкой Fe_3O_4 не дает такого же результата, как в случае MgB_2 -LCMO. Таким образом, нельзя ожидать значительного размытия сверхпроводящего перехода в композитах MgB_2 -LCMO за счет влияния магнитного поля ферромагнитных частиц, которое для LCMO составляет единицы килоэрстед. Различными оказались и вольт-амперные характеристики (ВАХ) композитов MgB_2 -LCMO и MgB_2 - Fe_3O_4 (рис. 2 а, б в). ВАХ композита MgB_2 - Fe_3O_4 , как и MgB_2 , (рис.2 а) демонстрирует поведение, характерное для сверхпроводника второго рода. Иная ситуация наблюдается образцов MgB_2 -LCMO (27% и 34% LCMO) (рис. 2 б, в). Если для образцов содержащих 27% LCMO (рис. 2б) наблюдается критический ток, то для 34% LCMO (рис. 2в) ВАХ не демонстрирует

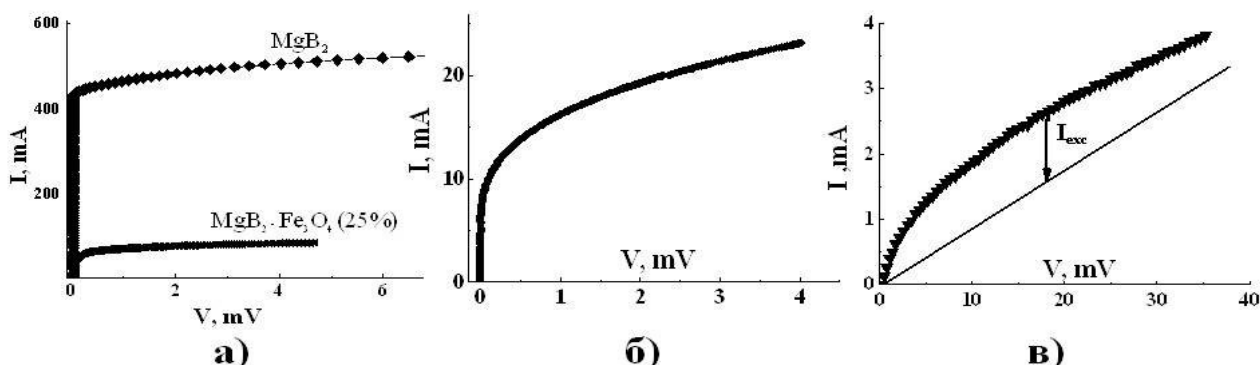


Рис.2 а) Вольт-амперные характеристики композита MgB_2 - Fe_3O_4 и чистого MgB_2 . б, в) ВАХ композитов MgB_2 -LCMO с 27% и с 34% объемным содержанием LCMO соответственно, измеренные при $T=4.2\text{K}$.

критического тока и принимает форму, характерную для среды из слабосвязанных джозефсоновских контактов с избыточным током I_{exc} . Т.е. наблюдается превышение I_{exc} тока в сверхпроводящем состоянии над током в нормальном состоянии. Такую ситуацию можно промоделировать на структуре большого числа слабосвязанных S-N-S контактов. Отметим, что N-металлом является половинный металл. В таком случае куперовская пара не может беспрепятственно проникнуть через ферромагнетик LCMO без разрушения, а это означает, что интерфейс между MgB_2 -LCMO должен представлять собой спин-активную границу [3], при прохождении через которую куперовские пары с s-волновой симметрией параметра порядка приобретают триплетные корреляции, обеспечивающие протекание сверхтока через ферромагнитный половинный металл.

[1] M. Eschrig, Phys. Today, V. 64, 43 (2011).

[2] D. Stauffer, A. Aharony, Introduction to Percolation Theory (2nd Edition, Taylor and Francis, London, 1992).

[3] J. Linder, A. Sudbø, T. Yokoyama, R. Grein, Phys. Rev. B, V. 81, 214504 (2010).

SURFACE MODIFIED NANOSTRUCTURED MAGNETOIMPEDANCE MULTILAYERS

Chlenova A.A.^{1*}, Kurlyandskaya G.V.^{1,2}, Safronov A.P.³, Lepalovskij V.N.¹, Martinez-Amnesti A.²

¹*Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, Ural Federal University, Ekaterinburg, 620002, Russia*

²*Department of Electricity and Electronics, University of The Basque Country, UPV-EHU, 48940, Leioa, Spain*

³*Department of Macromolecules, Ural Federal University, Ekaterinburg, 620002, Russia*

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

Magnetic sensors play different important roles in complex electronic devices. There are many types of magnetic field sensors which one having both advantages and disadvantages [1]. Giant magnetoimpedance phenomenon (GMI) in thin magnetic films was intensively studied in the last years [2-3] precisely due to expectation to design magnetic field sensors with enhanced sensitivity of the order of 200%/Oe using well established thin film technologies. GMI is the change of the total impedance of the ferromagnetic conductor as a function of an external magnetic field (H) when a high frequency alternating current (I_{ac}) flows through the ferromagnet. One of the successful strategies is to use nanostructures as GMI sensitive elements [3-4]. The main reason for usage of the FeNi-based multilayers instead of FeNi thin films is the existence of the transition into a “transcritical” state for rather small thicknesses of FeNi films [5]. For many applications including GMI rather thick (of the order of 1 μm) films are required: nanostructuring is necessary in order to reach a desired thickness. Problems of integration of thin film element into complex device very often lead to a significant decrease of the sensitivity. Phenomenon on the metal-polymer interfaces are therefore important for finding solutions of this problem, On the other hand, recently proposed GMI applications such as biodetection or attempts to use GMI sensors as instrumentation for characterization of polymer/magnetic nanoparticles composites, search for the better microwave absorbers emerge the studies of surface modified metallic films. Recently we reported interesting way of surface modification - the condensation reaction of aromatic organic compounds resulting in formation of irregular polycyclic structures on the surface of FeNi films immersed in toluene at ambient conditions [6].

In this work FeNi[FeNi/Cu(3 nm)]_n/FeNi/Cu(500 nm)/[FeNi/Cu(3 nm)]_m/FeNi GMI multilayered structures with different thickness of FeNi layers were studied for n=m (symmetric) and n≠m (asymmetric) configurations both without surface modification and after surface modification in toluene at ambient conditions.

FeNi based GMI multilayers were prepared by rf-sputtering. Metallic masks were used during deposition to form 50 μm × 10mm GMI sensitive elements stripes. A constant in plane magnetic field of 100 Oe was applied during deposition perpendicular to the stripe length in order to induce a transverse magnetic anisotropy (EMA - easy magnetization axis). Hysteresis loops were measured by magneto-optical Kerr effect. Surface morphology was studied by scanning electron microscopy. The complex impedance of the samples (Z) was measured as a function of a magnetic field for a frequency (f) range of 1 to 400 MHz. The MI ratio was defined with respect to the sample saturated in the maximum applied field: $\Delta Z/Z = 100 \times (Z(H) - Z(H_m)) / Z(H_m)$, $H_m = 100$ Oe. Surface roughness was measured by profilometr. After magnetic GMI and structural studies selected GMI elements

were immersed in toluene for 3 month period. All measurements were afterwards repeated with dry samples. Fig.1a shows examples of the selected studies of GMI multilayers before and after surface modification in toluene. Magnetic, structural and GMI data were comparatively analyzed.

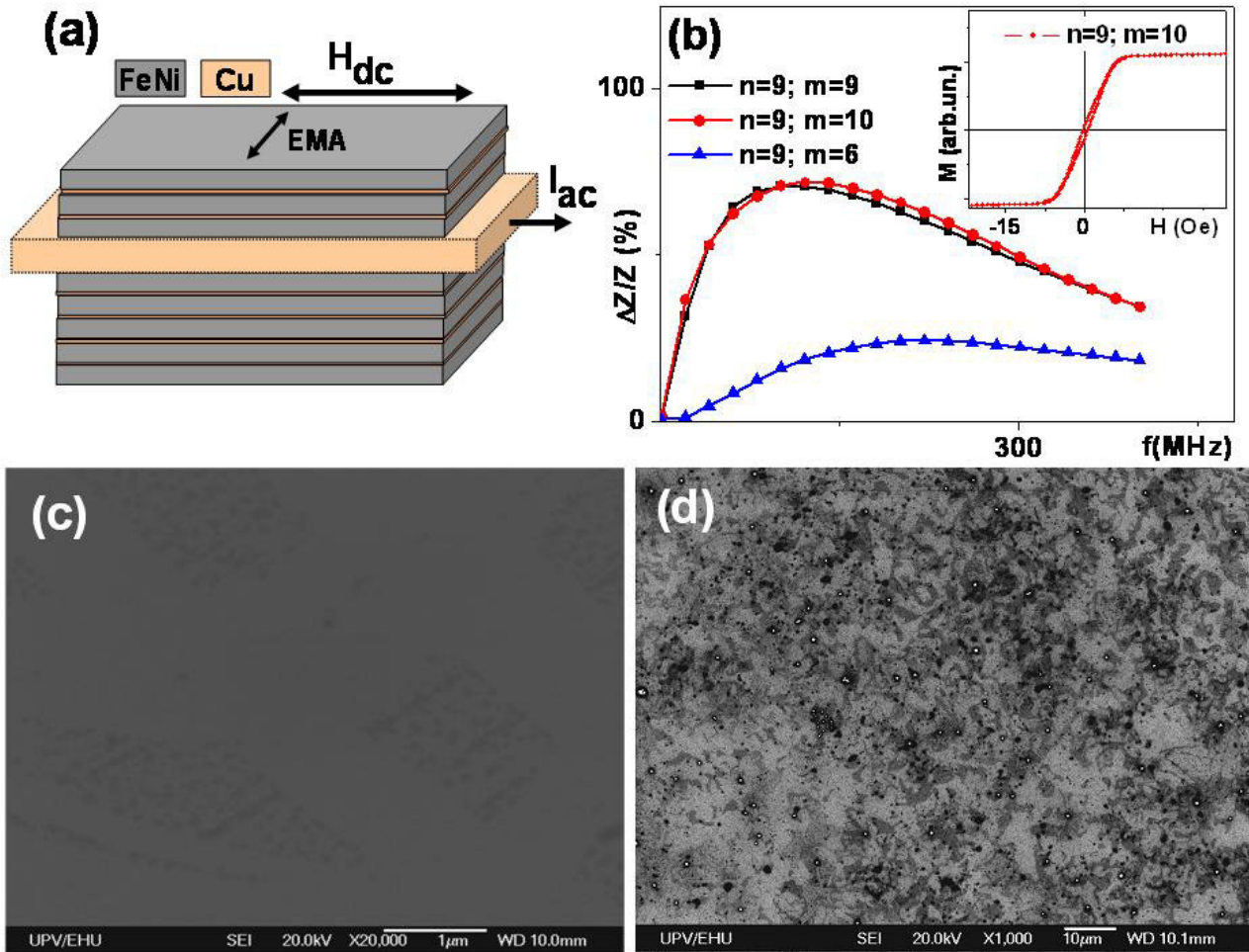


Fig.1. Description of GMI multilayered structure (a). Frequency dependence of GMI maximum ratio for selected FeNi[FeNi/Cu]_n/FeNi/Cu(500 nm)/[FeNi/Cu]_m/FeNi multilayers; inset shows typical M(H) loop with transverse magnetic anisotropy. SEM image of FeNi film before (c) and after surface modification in toluene (d).

This work was supported by REMASEN-SAIOTEK grant. We thank I.V. Beketov, A.V. Svalov and S.O. Volchkov for special support.

References

- [1] G.V. Kurlyandskaya, D. de Cos, and S.O. Volchkov, Russ. J. Nondestr. Test. V. 45, N 6, P. 377–398 (2009).
- [2] A.S. Antonov, S.N. Gadetskii, A.B. Granovskii, A.L. Diackov, V.P. Paramonov, N.S. Perov, A.F. Prokoshin, N.A. Usov, and A.N. Lagar'kov, Phys. Met. Metal., V. 83, N 6, P. 612–618 (1997).
- [3] M.A. Correa, F. Bohn, C. Chesman, R. B. da Silva, A.D.C. Viegas, and R. L. Sommer, J. Phys. D: Appl. Phys., V. 43, P. 295004–295007 (2010).
- [4] S.O. Volchkov, D.A. Bukreev, V.N. Lepalovskij, A.V. Semirov, and G.V. Kurlyandskaya, Solid State Phenomena, V. 168-169, P. 292-295 (2011).
- [5] A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya, H. Hammer, P. A. Savin, and O.I. Tutynina, Tech. Phys., V. 49, N 7, P. 868–871(2004).
- [6] A.P. Safronov, G.V. Kurlyandskaya, A.A. Chlenova, M.V. Kuznetsov, D.N. Bazhin, I.V. Beketov, M.B. Sanchez-Ilduya, and A. Martinez-Amesti, Langmuir, V. 30, P. 3243-3253 (2014).

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОИМПЕДАНСА УПРУГОДЕФОРМИРОВАННОГО АМОРФНОГО ПРОВОДА $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$

Семиров А.В.* , Деревянко М.С., Букреев Д.А., Моисеев А.А.

Восточно-Сибирская государственная академия образования, 664011, Иркутск, Россия

**e-mail: semirov@igpu.ru*

Импеданс (Z) аморфных магнитомягких материалов проявляет высокую чувствительность к магнитополевым, тепловым, и деформационным воздействиям. Так, в некоторых материалах магнитоимпедансный и стрессимпедансный эффекты могут достигать сотен процентов. Это позволяет применять данные материалы в качестве чувствительных элементов преобразователей, находящихся широкое применение в различных средствах электроники и автоматики. Также зависимость импеданса магнитомягких материалов от внешнего магнитного поля и деформации может являться качественным инструментом для исследования их структурных и магнитных параметров [1, 2].

В данной работе исследуется МИ-эффект аморфных магнитомягких проводов состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$. Образцы имели длину 30 мм и диаметр 130 мкм. Магнитоимпедансные свойства исследовались на автоматизированном измерительном комплексе магнитоимпедансной спектроскопии [3] в диапазоне частот переменного тока (0,1 – 100) МГц при действующем значении силы тока 1 мА. Внешнее магнитное поле H прикладывалось вдоль длины образца и изменялось в интервале ± 12 кА/м. Максимальное значение механических напряжений σ , создаваемых растягивающей силой, направленной соосно с внешним магнитным полем, составляло 440 МПа. Определение магнитострикции насыщения λ_s осуществлялось методом малоуглового вращения намагниченности (SAMR), однако в данном случае, колебание намагниченности, в отличие от оригинального метода, возбуждалось переменным током. Частота возбуждающего тока была равна 100 кГц, а его амплитуда составляла 10 мА. Измерения проводились в температурном интервале (120 – 350) К. Магнитоимпедансный эффект рассчитывался по формуле: $\Delta Z/Z_0 = [Z(H) - Z(H=0)]/Z(H=0)$, где $Z(H)$ – импеданс в поле H , $Z(H=0)$ – импеданс в отсутствии магнитного поля.

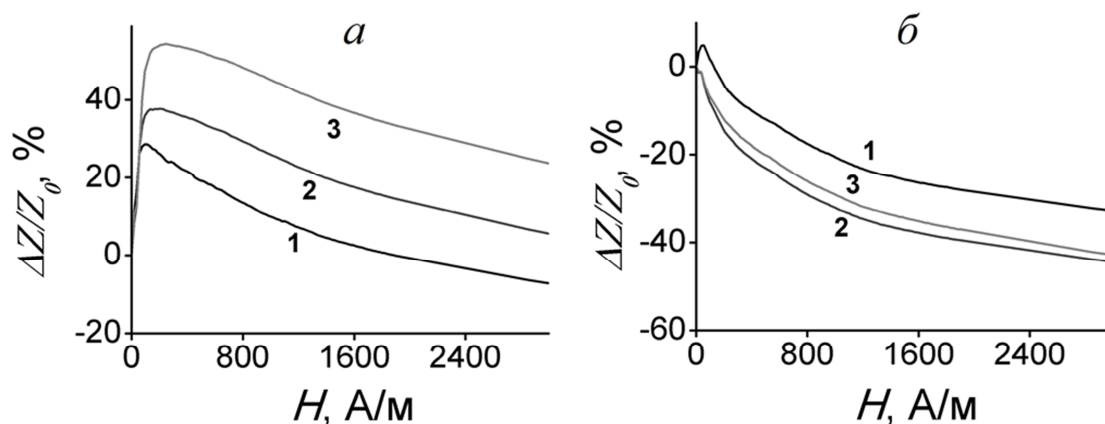


Рис. 1. Магнитополевые зависимости МИ-эффекта проводов $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ при значениях растягивающих механических напряжений 1) 0 МПа; 2) 220 МПа; 3) 440 МПа. Частота переменного тока составляла 40 МГц при температурах: а) 120 К; б) 210 К.

Обнаружено существование двух температурных диапазонов, в которых влияние упругих деформаций на магнитоимпеданс имеет различный характер. Так, на частотах выше

2 МГц в диапазоне температур (120 – 150) К на магнитолевой зависимости импеданса наблюдается восходящий участок при всех значениях растягивающих напряжений, причем рост σ приводит к увеличению импеданса во всем магнитолевом диапазоне (рис. 1, а). На этих частотах импеданс магнитомягкого провода определяется преимущественно приповерхностной областью, имеющей геликоидальную магнитную доменную структуру.

Внешнее магнитное поле и упругие растягивающие напряжения оказывают ориентирующее действие на намагниченность образца. В случае, когда $\lambda_s < 0$, приложение растягивающих сил вдоль длины образца приведет к росту циркулярной компоненты вектора намагниченности. Это вызовет рост максимального значения импеданса на его магнитолевой зависимости и смещение ее максимума в область больших магнитных полей.

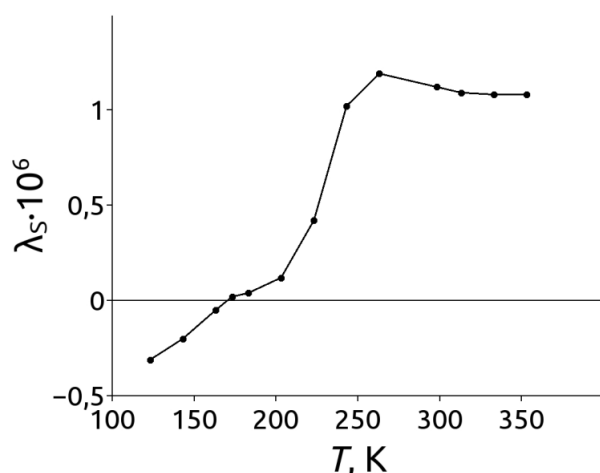


Рис. 2. Температурная зависимость константы магнитоэрикции насыщения λ_s аморфного провода сплава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ta}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$.

В температурном интервале (180 – 300) К с ростом σ максимум на магнитолевой зависимости импеданса исчезает. Это свидетельствует об изменении ориентирующего воздействия σ на намагниченность провода. В данном случае растягивающие напряжения ориентируют вектор намагниченности в приповерхностной области провода в аксиальном направлении. Такое поведение характерно для материалов, имеющих положительную константу магнитоэрикции.

Таким образом, смена характера влияния упругих напряжений на магнитоимпеданс проводов,

происходящая в интервале температур от 150 К до 180 К, связана со сменой знака константы магнитоэрикции с отрицательного на положительный. Данный вывод подтверждается исследованиями температурной зависимости константы магнитоэрикции исследуемых проводов, проведенными методом SAMR (рис. 2). Стоит отметить, что подобное влияние смены знака константы магнитоэрикции на магнитолевые зависимости импеданса наблюдались нами при исследовании аморфных магнитомягких сплавов $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Mo}_{1.5}\text{Si}_{16.5}\text{B}_{11}$ и $\text{Co}_{75}\text{Fe}_5\text{Si}_4\text{B}_{16}$, имеющих планарную структуру [1, 2].

[1] А.В. Семиров, Д.А. Букреев, А.А. Моисеев, М.С. Деревянко, В.О. Кудрявцев // Известия высших учебных заведений. Физика – 2012. № 9. – С. 3-7.

[2] A.V. Semirov, M.S. Derevyanko, D.A. Bukreev, A.A. Moiseev, G.V. Kurlyandskaya, Diffusion and defect data pt. B: solid state phenomena. V. 215. P. 337-341 (2014).

[3] Семиров А.В., Моисеев А.А., Букреев Д.А., Кудрявцев В.О., Гаврилюк А.А., Захаров Г.В., Деревянко М.С. // Научное приборостроение. – 2010. – Т. 20. – С. 42-45.

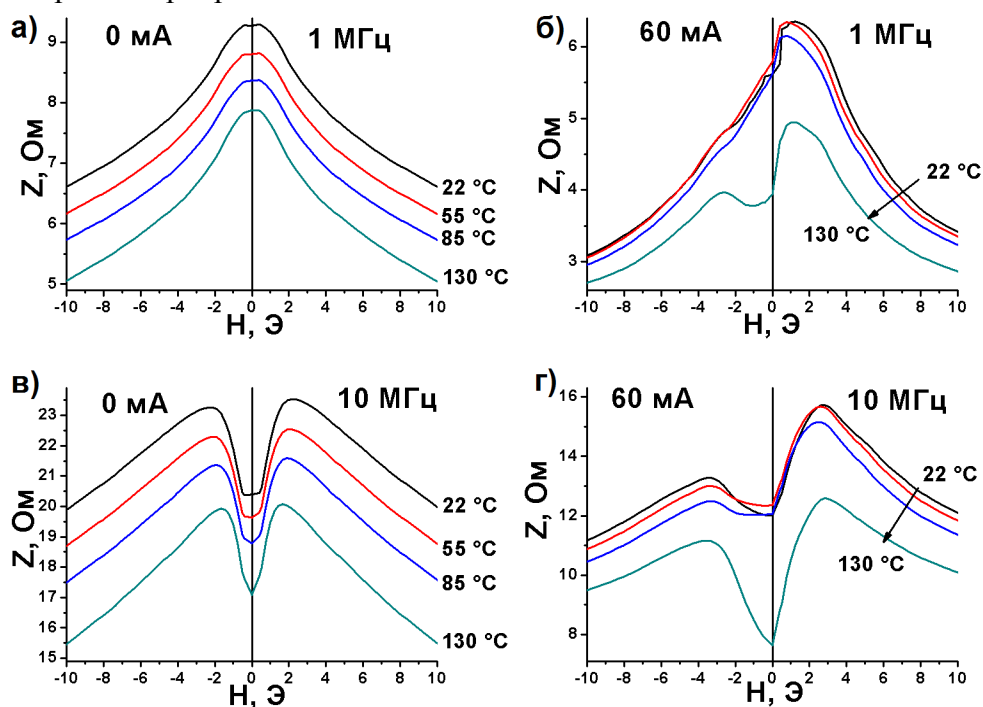
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТОИМПЕДАНСА АМОРФНОГО МАГНИТОМЯГКОГО ПРОВОДА В ПРИСУТСТВИИ ПОДМАГНИЧИВАЮЩЕГО ТОКА

Семиров А.В., Моисеев А.А., Букреев Д.А., Дервянко М.С., Васюхно Н.В.

Восточно-Сибирская государственная академия образования, 664011, Иркутск, Россия

**e-mail: semirov@igpu.ru*

Исследовано влияние постоянного подмагничивающего тока на температурную зависимость магнитоимпеданса аморфного провода состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Nb}_{2.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$. Образцы были подвергнуты мягкой термообработке при температуре $150\text{ }^\circ\text{C}$ в течение 100 часов. Аморфность образцов подтверждена рентгеноструктурными исследованиями. Магнитоимпедансные свойства исследовались с помощью автоматизированного комплекса магнитоимпедансной спектроскопии на основе анализатора импеданса Agilent 4294A в диапазоне частот переменного тока от 100 кГц до 100 МГц при действующем значении 1 мА [1]. Величина постоянного подмагничивающего тока изменялась в интервале ± 60 мА. Температура образца варьировалась в диапазоне от $22\text{ }^\circ\text{C}$ до $130\text{ }^\circ\text{C}$.



Магнитоимпедансные зависимости при разных температурах на частотах пробного переменного тока 1 МГц (а, б) и 10 МГц (в, г) при силе подмагничивающего тока 0 мА (а, в) и 60 мА (б, г)

Ранее исследовано влияние подмагничивающего тока на температурную зависимость импеданса исследуемых проводов в отсутствие внешнего магнитного поля [2]. В ходе данной работы установлено, что степень влияния температуры на магнитополевые зависимости импеданса зависит от частоты пробного переменного тока и силы подмагничивающего тока. На частотах переменного тока ниже 6 МГц в отсутствие подмагничивающего тока магнитополевые зависимости импеданса ниспадающие вне зависимости от направления внешнего магнитного поля во всем исследованном температурном диапазоне. Увеличение силы подмагничивающего тока приводит к появлению восходящего участка

магнитоимпедансной зависимости при одном из направлений внешнего магнитного поля. Повышение температуры, в случае протекания подмагничивающего тока по проводу, приводит к аналогичным изменениям магнитоимпедансной зависимости и при противоположном направлении внешнего магнитного поля. Однако величина максимальных значений импеданса при разных направлениях поля существенно отличается.

На частотах переменного тока 6 МГц и выше магнитоимпедансные зависимости демонстрируют рост в слабых магнитных полях, сменяющийся падением при увеличении напряженности магнитного поля. В отсутствие подмагничивающего тока зависимости $Z(H)$ симметричны во всем исследованном температурном диапазоне. При протекании подмагничивающего тока зависимости $Z(H)$ становятся асимметричными. С повышением температуры, в случае протекания подмагничивающего тока по проводу, асимметрия зависимости $Z(H)$ уменьшается.

Температурное поведение импеданса в слабых магнитных полях во многом определяется температурным изменением циркулярной магнитной проницаемости. Величина последней в свою очередь зависит от ориентации и модуля вектора намагниченности M_s , ориентации линии легкого намагничивания (ЛЛН) и константы магнитной анизотропии. Ниспадающие зависимости $Z(H)$ на частотах пробного тока ниже 6 МГц и в отсутствие подмагничивающего тока обусловлены преимущественно магнитоимпедансным изменением циркулярной магнитной проницаемости внутреннего объема провода с аксиальной ориентацией вектора M_s . Появление восходящего участка на магнитоимпедансной зависимости на частоте пробного тока 6 МГц и выше связано с ростом вклада в эффективную магнитную проницаемость приповерхностной области провода с геликоидальной ориентацией ЛЛН. Симметричность зависимости $Z(H)$ в отсутствие подмагничивающего тока является следствием равенства объемов доменов с противоположным направлением циркулярной компоненты намагниченности. В данном случае уменьшение импеданса при нагреве провода связано с уменьшением циркулярной магнитной проницаемости ввиду снижения намагниченности.

При протекании подмагничивающего тока доменная структура провода изменяется. В приповерхностной области с геликоидальной ориентацией ЛЛН объем доменов с противоположным направлением циркулярной компоненты намагниченности становится различным. Следствием данного факта является асимметричность зависимостей $Z(H)$ в отсутствие подмагничивающего тока.

Появление с ростом температуры на частотах (0,5 ÷ 6) МГц при высоких значениях подмагничивающего тока максимумов на зависимостях $Z(H)$ при противоположных направлениях внешнего магнитного поля может свидетельствовать об уменьшении угла отклонения ЛЛН от циркулярного направления во всем объеме провода и увеличении толщины приповерхностной области с геликоидальной ориентацией ЛЛН.

1. Семиров А.В., Моисеев А.А., Букреев Д.А. и др. , Научное приборостроение. Т. 20. № 2. С. 42-45 (2010).
2. Semirov A.V., Moiseev A.A., Bukreev D.A., Derevyanko M.S. Moscow International Symposium on Magnetism: book of abstracts, Moscow, P.799 (2011)

ПАРАМАГНИТНЫЙ ВКЛАД В НАМАГНИЧЕННОСТЬ И ПИК-ЭФФЕКТ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ Nd123 и Eu123

Гохфельд Д.М.

*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия
gokhfeld@iph.krasn.ru*

Исследованы полевые зависимости намагниченности Nd(Ba,Nd)_{2.1}Cu₃O_{7-d} (Nd123) [1] и Eu(Eu,Ba)_{2.125}Cu₃O_{7-d} (Eu123) [2]. Гистерезисные петли образцов Nd123 и Eu123 представляют собой суперпозицию намагниченности сверхпроводящих гранул и магнитных ионов. Также на петлях гистерезиса присутствует вторичный пик намагниченности. Парамагнитный вклад в намагниченность учитывался стандартной теорией парамагнетизма для Nd³⁺ и Eu²⁺ ионов. Для сверхпроводящей фазы зависимости намагниченности от магнитного поля были описаны и параметризованы с помощью расширенной модели критического состояния [3,4]. Обнаружено пропорциональное изменение поля необратимости H_{irr} , поля максимума вторичного пика H_{peak} и $F_{max}^{0.5}$ для петель, измеренных в разных температурах, здесь F_{max} это максимальное значение силы пиннинга (при $H=H_{peak}$). Коррелированное поведение H_{irr} , H_{peak} и F_{max} при изменении температуры свидетельствует о том, что вторичный пик вызван фазовым переходом вихревой решетки.

Из-за широкого вторичного пика на петле намагниченности спад критического тока в магнитном поле происходит медленно. Это делает Nd123 и Eu123 многообещающими материалами для применений в электронике и магнитных устройствах.

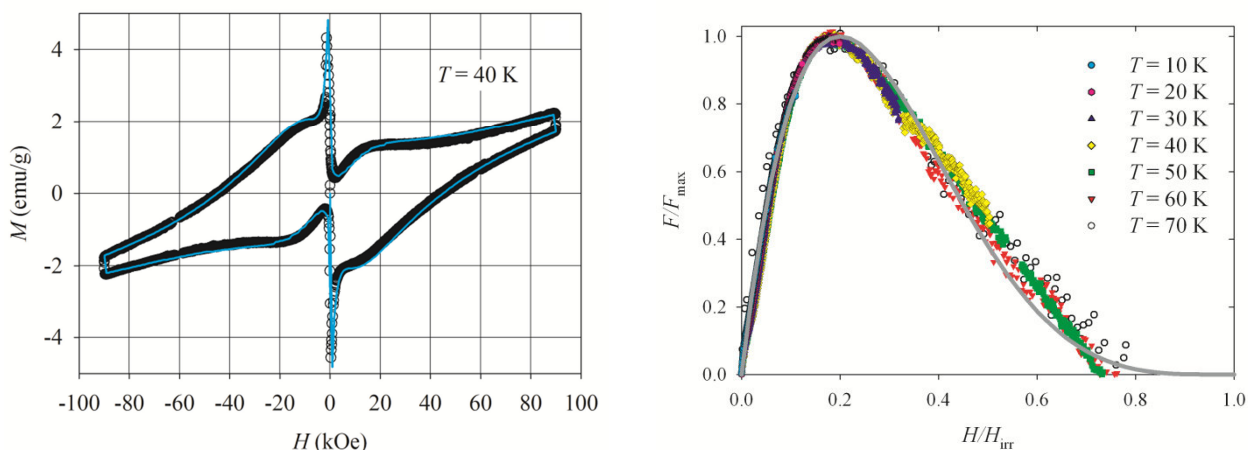


Рис.1. Петля намагниченности Eu123 при $T = 40$ К (а) и нормированные зависимости силы пиннинга F от магнитного поля (б).

- [1] E. Altin, D.M. Gokhfeld, F. Kurt, M.E. Yakinci, J.Mater.Sci.:Mater.Electron. V.**24**, P. 5075-5084 (2013).
 [2] E. Altin, D.M. Gokhfeld, S. Demirel, E. Oz, F. Kurt, S. Altin, M.E. Yakinci. J.Mater.Sci.:Mater.Electron. V.**25**, 1466-1473 (2014).
 [3] D.M. Gokhfeld, J. Supercond. Nov. Magn. V.**26**, P. 281-283 (2013).
 [4] D.M. Gokhfeld, D.A. Balaev, M.I. Petrov, S.I. Popkov, K.A. Shaykhtudinov, V.V. Valkov, J. Appl. Phys. V.**109**, P. 033904 (2011).

НЕЛИНЕЙНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В ОБЪЕМНЫХ ОБРАЗЦАХ И ПЛЕНКАХ ЖИГ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Безносиков Д.С.^{1*}, Котов Л.Н.¹, Власов В.С.¹, Устюгов В.А.¹, Плешев Д.А.²,
Асадуллин Ф.Ф.², Полещиков С.М.², Шавров В.Г.², Щеглов В.И.²**

¹Сыктывкарский государственный университет, 167001, Сыктывкар, Россия

²Сыктывкарский лесной институт, 167000, Сыктывкар, Россия

³Институт радиотехники и электроники РАН, 125009, Москва, Россия

*e-mail: uvn71p3@gmail.com

Задача возбуждения ультразвуковых колебаний с помощью магнитоэлектрических преобразователей издавна привлекает внимание исследователей [1]. Перспективным является использование магнитоэлектрических преобразователей в акустоэлектронике, где большая добротность ферритов позволяет создать новые устройства, такие как акустический мазер, датчики поля, фильтры ВЧ и СВЧ диапазонов.

Большинство экспериментов по возбуждению упругих колебаний электромагнитным способом проводилось на частотах СВЧ диапазона [1,2]. В диапазоне ВЧ ($10^7 \div 10^8$ Гц) таких исследований относительно мало, однако в этой области частот магнитоакустическое взаимодействие имеет ряд особенностей [3]. Поскольку длина волны переменного поля много больше размеров образца, результирующим типом движения магнитного момента является однородная прецессия, т.е. для осуществления магнитоакустического преобразования требуется неоднородность магнитного поля.

Проведены эксперименты по нелинейному возбуждению ультразвука в поликристаллических образцах железо-иттриевого граната $Y_3Fe_{5-x}Al_xO_{12}$ и эпитаксиальных пленках ЖИГ. Неоднородное внутреннее магнитное поле создавалось вследствие конечных размеров образцов. Благодаря этому, условия ФМР и возбуждения упругих колебаний в образце выполнялись локально. Для образца с $x=0.3$ размерами $4.27 \times 4.90 \times 9.10$ мм³, при нулевом внешнем поле наблюдается максимум амплитуды основной гармоники. Измерены амплитуды акустических откликов, возбужденных в разных областях (первая гармоника) образца с $x=1.5$ размерами $1.97 \times 4.80 \times 14.0$ мм³. Получены зависимости амплитуд первой-третьей гармоник от величины внешнего постоянного магнитного поля для образца с $x=0.7$ размерами $3.45 \times 3.57 \times 14.75$ мм³. Амплитуды все трех гармоник имеют максимум при величине поля, соответствующей ФМР.

Для объяснения экспериментальных зависимостей предложена математическая модель многомерной системы обыкновенных дифференциальных уравнений, полученная конечно-разностной аппроксимацией производных по координате в уравнениях магнитоупругости.

Получены зависимости амплитуд упругих смещений от частоты возбуждающего электромагнитного поля и напряжённости постоянного магнитного поля для образцов различных размеров с учётом неоднородности поля размагничивания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (номер гранта 12-02-01035-а).

[1] Ле-Кроу Р., Комсток Р. В кн.: Физическая акустика. Т.3Б. (Мир, Москва, 1968)

[2] Lemanov V., Pavlenko A., Grishmanovskii A., Soviet physics JETP. V.32, N.3. P. 389-393 (1971)

[3] Беляева О.Ю., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н., УФН. Т.62, №2. С.107-138 (1992)

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОМЯГКИХ, МАГНИТОЖЁСТКИХ МАТЕРИАЛОВ И ДР. МАГНИТОУПРУГИХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МАЭ В КОНСТРУКЦИЯХ ДЕМПФИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ ТРАНСПОРТНЫХ СРЕДСТВ

Богданов В.В.^{1*}, Степанов Г.В.²

¹Московский государственный машиностроительный университет (МАМИ), 107023, Москва, Россия

²Государственный научно-исследовательский институт химии и технологии элементоорганических соединений, 105118, Москва, Россия

*e-mail: bogdanov@mami.ru

В современном автомобилестроении с каждым годом все большее применение в различных демпфирующих узлах и конструктивных элементах транспортных средств (ТС) находят смарт-материалы, в частности, магнитоактивные эластомеры (МАЭ), способные в считанные доли миллисекунд менять свои прочностные и жёсткостные параметры в требуемом диапазоне, что обеспечивает как демпфирование при ударных нагрузках, так и эффективное снижение энергетического уровня при соударении автомобиля с препятствием, что, в конечном счёте, обеспечивает конструктивную безопасность и снижает травмируемость участников дорожного движения при возникновении дорожно-транспортных происшествий (ДТП) [1-3]. Спектр применения МАЭ в автомобилестроении достаточно широк и не ограничивается непосредственно ударозащитными и демпфирующими устройствами, как например, бампер ТС или активный краш-абсорбер, а простирается и на узлы травмобезопасных рулевых колонок, подвески, датчиков деформаций и даже соэлементов шин ТС [4-7].

Среди множества магнитоупругих явлений МАЭ для практических целей следует выделить магнитореологический эффект и эффект памяти формы. Первый, за счёт многократного увеличения модуля Юнга, позволяет изменять жёсткость магнитореологического элемента ударозащитной конструкции, что позволяет сделать процесс демпфирования/ снижения энергетического уровня ударного воздействия осознанно управляемым. Второй может быть использован при реконструкции ДТП, например, если речь идёт о внешнем упругом покрытии бамперного бруса и т.п. поскольку даёт наглядное представление в какой конкретной области автомобиля осуществлено столкновение и какую форму (какая часть тела) представлял объект соударения.

Для выявления диапазона вышеупомянутых свойств МАЭ была разработана методика экспериментальных исследований образцов и реализована на практике. Исследованию подвергались композиционные образцы, состоящие из матрицы (двухкомпонентный каучук марки СИЭЛ производства ГНИИХТЭОС) и равномерно распределенной в объёме взвеси частиц карбонильного железа одного диаметра, либо комбинацию (в равном соотношении) маленьких (менее 10 мкм) и крупных (от 50 до 100 мкм) магнитных частиц. Синтезировались как изотропные, так и анизотропные образцы. Нагрузка создавалась как статическая, так и динамическая, в т.ч. циклическая (симметричный цикл). Магнитное поле наводилось при помощи постоянных магнитов. Сравнивались демпфирующие свойства образца в наведённом магнитном поле и без него. Результаты серий экспериментов с образцами различной внутренней структуры и состава пополняли создаваемый исследовательским коллективом информационный банк данных.

Сопоставление результатов экспериментальных исследований МАЭ-образцов позволило прийти к следующим заключениям. Магнитомягкие материалы обладают более ярко выраженными эффектами как памяти формы, так и затуханием колебаний в наведённом магнитном поле, несмотря на более значительное увеличение модуля Юнга по сравнению с магнитожёсткими образцами. Данный эффект псевдопластичности целесообразно использовать в конструкциях внешних демпфирующих покрытий ТС, предварительно помещая МАЭ в тонкую, эластичную и прочную оболочку для предотвращения быстрого разрушения в процессе эксплуатации, поскольку материал не обладает длительной прочностью. Напротив, магнитожёсткие материалы, более хорошо приспособленные к длительным циклическим нагрузкам и продолжительной эксплуатации, целесообразны для применения в качестве составных элементов датчиков деформаций и шин с адаптивной жёсткостью.

Очевидно, что первопричина вышеупомянутых эффектов и их последствий в борьбе между упругими силами в матрице композита и диполь-дипольным взаимодействием частиц магнитного наполнителя, масштаб которой целесообразно попытаться предсказать заранее, чтобы синтезировать композит с заранее заданными (или похожими на заданные) свойствами. Для этого авторы также проводят комплексное экспериментально-теоретическое исследования поведения систем магнитных микро- и наночастиц с привлечением методов численного моделирования с использованием собственного программного обеспечения для суперкомпьютерных кластеров на основе сверхмасштабируемого параллельного алгоритма расчёта свойств МАЭ [8,9].

Цитируемая литература:

- [1] И.В. Балабин, В.В. Богданов, Д.Ю. Борин, Ф.Адам, Г.В. Степанов. Магнитореологический эластомер с эффектом памяти формы как компонент энергопоглощающего покрытия бампера АТС. Журнал «Автомобильная промышленность», № 10, 2010.
- [2] A.V. Chertovich, G.V. Stepanov, E.Yu. Kramarenko, A.R. Khokhlov. New Composite Elastomers with Giant Magnetic Response. *Macromolecular Materials and Engineering* 295, 2010.
- [3] Bogdanov V., Balabin I. Bumper as the impact-safety-device for the car and pedestrians. 14th Asia Pacific Automotive Engineering Conference (APAC-14), SAE International, August 5-8, 2007, USA. Paper #: 2007-01-3725, SAE Technical Paper 2007-01-3725, 2007, doi:10.4271/2007-01-3725.
- [4] Патент №2424133 РФ. Ударозащитное устройство транспортного средства с управляемой системой демпфирования на основе магнитоактивных эластомеров. Богданов В.В., Борин Д.Ю., Степанов Г.В., Семиренко Д.А., Адам Франк - №2010111507, заявл. 26.03.2010 опублик. 20.07.2011.
- [5] Патент №2514999 РФ. Ударозащитное устройство транспортного средства. Степанов Г.В., Стороженко П.А., Богданов В.В., Борин Д.Ю., Семеренко Д.А., - №2013111648, заявл. 18.03.2013 опублик. 10.05.2014.
- [6] Patent US 5,816,587. Method and apparatus for reducing brake shudder. W. Stewart et al. Publication date 06.101998.
- [7] Patent DE 10 2006 020 650 B3. Steering column for motor vehicle. M. Scapozza. Publication date 07.29.2010.
- [8] D. Borin, V. Bogdanov, G. Stepanov and A. Andruszkiewicz. Usage of magneto-active elastomers in a bumper of a vehicle for front impact protection. *Journal of Physics: Conference Series* 149 (2009) 012089, doi: 10.1088/1742-6596/149/1/012089
- [9] В.В. Богданов, Р.В. Боков, Д.Ю. Борин, К.В. Нефедев, П.Д. Андриющенко. Моделирование магнитоактивных эластомеров для разработки демпфирующих элементов управляемого бампера транспортного средства. Журнал автомобильных инженеров, № 1 (78) 2013 г.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НАМАГНИЧЕННОСТИ МНОГОФАЗНЫХ ПОРОШКОВ Co-P В НЕНАСЫЩЕННОМ СОСТОЯНИИ

Ли О.А.^{1*}, Комогорцев С.В.², Исхаков Р.С.², Чеканова Л.А.², Еремин Е.В.²

¹*Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия*

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

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

Измерение зависимости намагниченности от температуры является важным звеном в магнитной характеристизации материала. Для ферромагнетика в области низких температур эта зависимость должна следовать закону Блоха $T^{3/2}$. Наблюдение этой зависимости указывает на справедливость дисперсионного соотношения $\omega \sim k^2$ для тепловых магнонов, т.е. доказывает ферромагнитную природу материала. Подгонка же экспериментальной зависимости выражением закона Блоха $T^{3/2}$ позволяет рассчитать константу обменного взаимодействия материала. Для экспериментальной реализации таких измерений необходимо правильно выбрать внешнее поле. Малые поля непригодны, так как если образец находится в ненасыщенном состоянии, температурный ход измеряемого магнитного момента в большей степени будет определяться зависимостью константы магнитной анизотропии от температуры. В высоких полях происходит подавление образования тепловых магнонов внешним магнитным полем и здесь также возникают отклонения от закона Блоха $T^{3/2}$. Поэтому необходимо тщательно выбирать диапазон величины магнитного поля для измерения температурной зависимости намагниченности, где названные механизмы дают пренебрежимо малый вклад в градиент намагниченности в сравнении с законом Блоха $T^{3/2}$, либо учитывать эти вклады в подгоночном выражении.

В данной работе мы учли эти вклады для подгонки температурной зависимости намагниченности порошков Co-P с преципитатами нанокорунда и наноалмаза. Необходимость такого учета стала ясна, когда проведя подгонку $M(T)$ только законом Блоха $T^{3/2}$, мы получили величины константы Блоха, лишённые физического смысла. Чтобы усовершенствовать подгоночные выражения мы учли вклад, как температурной зависимости анизотропии, так и функцию Бозе-Эйнштейна, позволяющую описать воздействие внешнего магнитного поля на возбуждение тепловых магнонов. Температурная зависимость константы анизотропии учтена в согласии с законом Акулова-Зинера $K \sim M^{n(2n+1)}$ [1], где n – порядок константы анизотропии. В конечном итоге подгоночное выражение содержит три подгоночных параметра: намагниченность при нулевой температуре, константу Блоха и порядок константы магнитной анизотропии. В результате подгонки полученными формулами мы получили величины константы Блоха, согласующиеся с литературными данными, а также значение $n \approx 3$. Этот результат является неожиданным. Согласно [2][3] основными в исследуемом порошке являются фазы ГЦК и аморфная с кубическим ближайшим окружением. Константа кубической магнитной анизотропии может содержать вклады как второго ($n = 2$), так и третьего ($n = 3$) порядка. Однако для кубической анизотропии превалирующим всегда считают магнитную анизотропию второго порядка ($n = 2$). Возможно, полученный результат $n \approx 3$ связан с многофазностью исследуемого материала, содержащего как аморфную, так и кристаллические фазы.

Работа выполнена в рамках Государственного задания Министерства образования и науки РФ и при поддержке гранта РФФИ 13-03-00476-а.

[1] C. Zener, Phys. Rev. 96 (1954) 1335–1337.

[2] L.A. Chekanova, E.A. Denisova, O.A. Goncharova, S. V Komogortsev, R.S. Iskhakov, Phys. Met. Metallogr. 114 (2013) 122–128.

[3] R.S. Iskhakov, G.I. Fish, V.K. Maltsev, R.G. Khlebopros, Fiz. Met. Met. 58 (1984) 1214–1215.

ТОНКИЕ МАГНИТНЫЕ ПЛЕНКИ С КОНКУРИРУЮЩИМИ МАГНИТНЫМИ АНИЗОТРОПИЯМИ

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

¹Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия

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

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

В работе с помощью сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса [1] были проведены экспериментальные исследования свойств тонких пермаллоевых пленок с двумя конкурирующими механизмами формирования одноосной магнитной анизотропии: наклонного напыления и осаждение магнитного материала во внешнем магнитном поле. Для этого с помощью вакуумного напыления на стеклянные подложки размером $10 \times 55 \text{ mm}^2$, расположенные под углом к падающему пучку, были получены тонкопленочные образцы $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ толщиной 50 nm. Во время напыления пленок в плоскости подложки вдоль длинной оси образца дополнительно было приложено внешнее магнитное поле. Таким образом, в образце индуцировались две взаимно ортогональные одноосные анизотропии: вдоль длинной оси подложки – внешним полем, и вдоль короткой оси – наклонным падением луча.

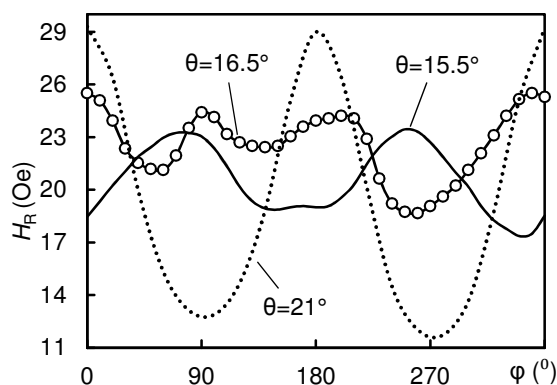


Рис.1. Зависимости резонансного поля H_R от угла ориентации ϕ магнитного поля. θ – угол осаждения.

В частности, нами было обнаружено плавное уменьшение суммарного поля одноосной анизотропии от краев к центру, при этом направление поля, в зависимости от преобладания того или другого механизма формирования магнитной анизотропии, резко изменялось на 90° . Кроме того, нами была обнаружена область в центре пленки, в которой происходила почти полная компенсация двух магнитных анизотропий. При этом угловая зависимость резонансного поля в этой точке принимает вид, характерный не для одноосной, а для кубической симметрии (Рис.1). Такое поведение можно объяснить наличием двух обменно связанных магнитных фаз с взаимно ортогональными одноосными анизотропиями.

Следует отметить, что подобные экспериментальные результаты ранее наблюдались при исследовании мультислойных пленок с чередующимися направлениями анизотропии в слоях [2] и обменно-связанных магнитных структурах [3].

[1] B.A. Belyaev, A.V. Izotov, A.A. Leksikov, IEEE Sensors 5. 260-267. (2005).

[2] L. M. Blvarez-Prado, S. M. Valvidares et al, Phys. Rev. B 76. 214419. (2007).

[3] B. Valcu, E. Girt et al, IEEE Trans. On Magn. 44. 11. (2008).

АНАЛИЗ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЕРМАЛЛОЕВЫХ НАКЛОННО ОСАЖДЕННЫХ ПЛЕНОК МЕТОДАМИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

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

¹Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия

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

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

Магнитная анизотропия тонких пленок, как с практической, так и с теоретической точек зрения, является важным параметром, характеризующим свойства магнитного образца. Одним из способов, с помощью которого можно контролировать величину и направление поля одноосной магнитной анизотропии пленок является метод наклонного напыления [1]. Известно, что в ходе роста наклонно осаждаемых пленок атомы, падающие под углом к поверхности подложки, обеспечивают столбчатый рост кристаллитов, в «тени» которых формируются области, недоступные для вновь оседающих атомов. Этот процесс приводит к формированию анизотропной морфологии пленок, и как следствие – к анизотропии магнитных свойств получаемых образцов.

В данной работе были проведены теоретические исследования структурных (рис. 1а) и гистерезисных (рис. 1б) свойств наклонно осажденных пермаллоевых пленок. Для изучения процесса роста и морфологии пленок, использовался метод Монте-Карло [2], в то время как процессы перемагничивания «получаемых» образцов были исследованы с помощью численного микромагнитного моделирования [3].

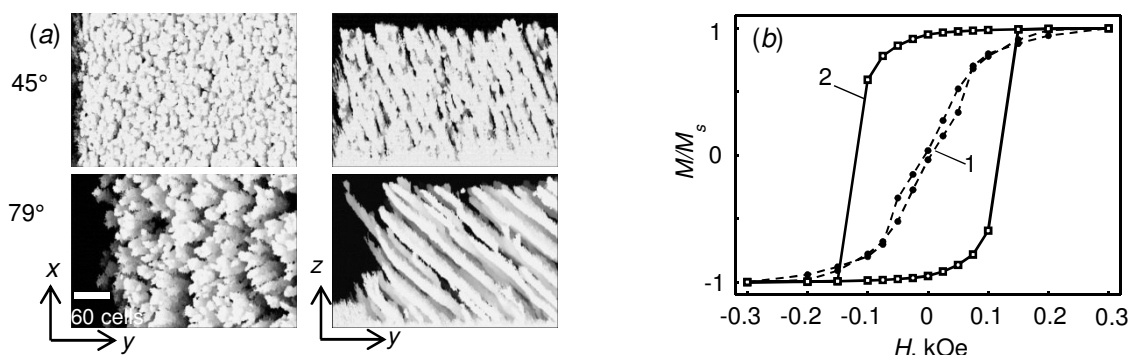


Рис.1. (а) – срезы пленок вдоль плоскости подложки xy и вдоль плоскости падения частиц xz , полученные моделированием для двух углов осаждения; (б) – рассчитанные петли гистерезиса для пленки, осажденной под углом 45° : 1 – магнитное поле вдоль плоскости осаждения, 2 – поперек.

В работе показано, что столбчатая микроструктура пленки обладает выраженной анизотропией формы. Это приводит к возникновению внутри образца размагничивающих полей и к формированию магнитной анизотропии. Кроме того, обнаружено, что существует критический угол осаждения, при котором происходит переход от одной симметрии конгломератов частиц к другой, что является причиной разворота осей анизотропии. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [4].

[1] L. Abelman, C. Lodder, *Thin Solid Films* 305. 1-21. (1997).

[2] T. Karabacak, *J. of Nanophotonics* 5. 052501. (2011).

[3] B. A. Belyaev, A. V. Izotov, A. A. Leksikov, *Phys. of the Solid State*, 52. 1664–1672. (2010).

[4] K. Ozawa, T. Yanada et al., *JMMM*. 35. P. 289-292. (1983).

TI-SUBSTITUTED $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ SINGLE CRYSTAL GROWTH AND CHARACTERIZATION

Vinnik D.A.¹, Zherebtsov D.A.¹, Mashkovtseva L.S.¹, Nemrava S.², Niewa R.², Perov N.S.^{3,5}, Semisalova A.S.³, Krivtsov I.V.¹, Isaenko L.I.⁴, Mikhailov G.G.¹

¹South Ural State University, 454080, Lenin's prospect 76, Chelyabinsk, Russia

²University of Stuttgart, 70569, Pfaffenwaldring 55, Stuttgart, Germany

³Moscow State University, 119991, Leninskie Gory 1-3, Moscow, Russia

⁴Institute of Geology and Mineralogy Siberian branch Russian Academy of Sciences, 630090, Ac. Koptyuga ave., Novosibirsk, Russia

⁵Baltic Federal University, 236041, Nevskogo street 14 A, Kaliningrad, Russia

Barium hexaferrites for long time have attracted considerable attention due to large axial magnetic anisotropy, high resistivity and high permeability at high frequencies, making high-end applications possible, e.g., for components of magnetically tunable devices at frequencies up to 100 GHz as well as permanent magnets or spintronic devices [1]. We have grown Ti-substituted single crystals of barium hexaferrite $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ti}_x\text{O}_{19}$ ($x \leq 1.3$) to study the location of Ti within the crystal structure and to relate this information with the magnetic properties. Barium hexaferrite crystals with size up to 8 mm were grown from iron oxide ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) and titanium dioxide in a flux composed of barium carbonate and sodium carbonate [2].

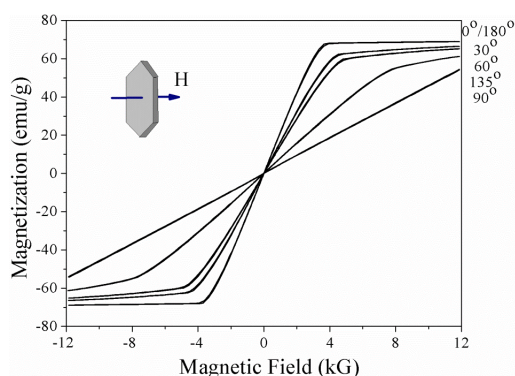


Figure 1. The dependence of the magnetization of the magnetic field values for crystals $\text{BaFe}_{11.84}\text{Ti}_{0.16}\text{O}_{19}$ for different tilting angles of the crystal relative to the magnetic field direction.

be measured when field was applied along the easy c -axis of the $\text{BaFe}_{11.84}\text{Ti}_{0.16}\text{O}_{19}$ single crystal, and the curve at 90° to the c -axis shows hard axis behavior.

References.

- [1] B. Halbedel, D. Hülsenberg, S. Belau, U. Schadewald, M. Jakob, Cfi/Ber. DGK, 82, 182-188 (2005).
- [2] D.A. Vinnik, D.A. Zherebtsov, L.S. Mashkovtseva, S. Nemrava, M. Bischoff, N.S. Perov, A.S. Semisalova, I.K. Krivtsov, L. I. Isayenko, G.G. Mikhailov, R. Niewa, J. Alloys Compds. Submitted.

ΔE-EFFECT BEHAVIOR AT THERMOCYCLING IN AMORPHOUS FE-RICH WIRES

Golygin E.A., Semenov A.L., Mokhovikov A.Yu., Morozova N.V., Gavriliuk A.V., Gavriliuk B.V., Gafarov A.R., Zubritsky S.M., Morozov I.L., Gavriliuk A.A.
 Irkutsk State University, Irkutsk, Russia amokhovikov@gmail.com

This work is devoted to the investigation of the magnetoelastic properties of amorphous Fe₇₅Si₁₀B₁₅ wires, which were pretreated by dc current densities range of $j = (25 \div 45) \text{ MA/m}^2$ and applying simultaneously of tensile elastic stresses $\sigma = (32 \div 128) \text{ MPa}$. Changes of the Young's modulus in the magnetic field (ΔE -effect) at thermocycling were measured by the method of the resonance-antiresonance. Thermocycling was implemented in the range of $T = (30 \div 330) \text{ }^\circ\text{C}$ with a linear velocity heating of 5°C/min .

During the experiment some features was figured out. First of all, there was taken place the monotonous decrease of the Young's modulus in magnetic field for $j = (25 \div 30) \text{ MA/m}^2$ and all the range tensile elastic stresses. It should also be noted, the heating temperature from $T = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ to $T = 330 \text{ }^\circ\text{C}$ led to decrease of the negative ΔE -effect, meanwhile the subsequent cooling from $T = 330 \text{ }^\circ\text{C}$ to $T = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ led to increase of the negative ΔE -effect and, therefore, the minimum of $\Delta E/E_0(H)$ dependence had appeared (fig.1a,b) and it shifted in the higher magnetic field during decreasing of T . Secondly, the ΔE -effect behavior changed the sign from negative to positive for the pretreated sample by $j = (39 \div 45) \text{ MA/m}^2$.

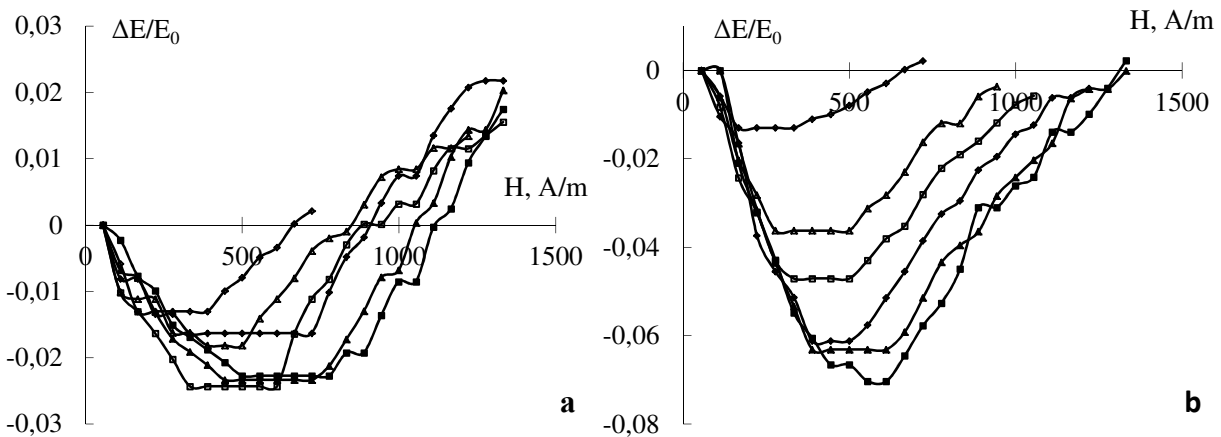


Fig.1. ΔE -effect behavior at thermocycling in amorphous Fe₇₅Si₁₀B₁₅ wires, which were pretreated by dc current densities $j = 36 \text{ MA/m}^2$ and applying simultaneously $\sigma = 127 \text{ MPa}$: a – heating process; b – cooling process. Heating temperatures: ■ - $T = 30^\circ\text{C}$, ▲ - $T = 90^\circ\text{C}$, ◆ - $T = 150^\circ\text{C}$, □ - $T = 210^\circ\text{C}$, Δ - $T = 240^\circ\text{C}$, ◇ - $T = 300^\circ\text{C}$.

Based on the magnetoelastic coupling model [1], the condition of the minimum appearance on $\Delta E/E_0(H)$ dependence has been obtained. Thus, such a condition can be written as: $\mu_0 M_S H + (3/4) \lambda_{SC} \lambda_{SSH} E_{HSh} < K_{Sh} (\gamma_n - \gamma_b) / (\gamma_n + \gamma_b)$, where M_S – magnetization saturation, λ_{SC} , λ_{SSH} – magnetostriction constants of the inner core and outer shell correspondently, E_{HSh} , K_{Sh} – Young's modulus and induced anisotropy constant of the outer shell, γ_n и γ_b – surface energy densities of the Neel domain walls and Bloch domain walls in the outer shell wire. At once, the ΔE -effect behavior at thermocycling can be determined by the relation δ between the induced circular anisotropy field $H_K = 2K_{Sh} / (\mu_0 M_S)$ and field of the magnetoelastic coupling $H_{Sh} = (3/2) \lambda_{SC} \lambda_{SSH} E_{HSh} / (\mu_0 M_S)$. Hereby, $\delta = 4K_{Sh} / (3\lambda_{SC} \lambda_{SSH} E_{HSh})$.

[1] Gavriliuk A.A., Semenov A.L., Mokhovikov A.Yu., Gavriliuk A.V., Kovaleva N.P., Gavriliuk B.V. "Magnetoelastic coupling in amorphous metal microwires", The Physics of Metals and Metallography. T. 99. № 4. p. 348-353(2005).

This research is supported by RFBR (grant №14-08-00339)

X-RAY, MOSSBAUER, MAGNETIC STUDY OF $\text{Na}_{0.3}\text{Li}_{0.7}\text{FeGe}_2\text{O}_6$ PYROXENE

Drokina T.V.^{1*}, **Petrakovskii G.A.**¹, **Velikanov D.A.**^{1,2}, **Molokeev M.S.**¹,
Baukov O.A.¹, **Shadrina A. L.**¹, **Rezina E.G.**²

¹*Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences,
 Akademgorodok 50, Krasnoyarsk, 660036, Russia*

²*Siberian Federal University, pr. Svobodny 79, Krasnoyarsk, 660041, Russia*

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

The interest to the compounds with pyroxene structure $(\text{Na}, \text{Li})\text{Fe}(\text{Si}, \text{Ge})_2\text{O}_6$ is caused by a competition of exchange interactions which have lead to a various types of magnetic ordering [1-3]. Magnetic properties of $(\text{Li}, \text{Na})\text{FeGe}_2\text{O}_6$ solid solution have been not studied. In the present work we report on magnetic properties of $\text{Li}_{0.7}\text{Na}_{0.3}\text{FeGe}_2\text{O}_6$ solid solution samples which have been synthesized by the solid-phase reaction from the stoichiometric mixture of Na_2CO_3 , Na_2CO_3 , Fe_2O_3 , GeO_2 at $T=1000^\circ\text{C}$.

The phase composition and structure of the samples were determined by X-ray diffraction at room temperature. According to the data of the X-ray investigation the synthesized $\text{Li}_{0.7}\text{Na}_{0.3}\text{FeGe}_2\text{O}_6$ material has no any impurities. The crystal structure is monoclinic, space group $C2/c$, the lattice unit cell constants are presented in Table 1.

Table 1. Crystallographic characteristics of $\text{Li}_{0.7}\text{Na}_{0.3}\text{FeGe}_2\text{O}_6$ sample.

Space group	$C2/c$
$a, \text{Å}$	10.02346 (11)
$b, \text{Å}$	8.80980 (9)
$c, \text{Å}$	5.52550 (6)
$\beta, ^\circ$	108.9286 (6)
$V, \text{Å}^3$	461.54 (1)
Z	4

The studies of Mössbauer Fe^{57} spectrum of $\text{Li}_{0.7}\text{Na}_{0.3}\text{FeGe}_2\text{O}_6$ solid solution have been performed to obtain information on the state of the iron ions (Fig.1).

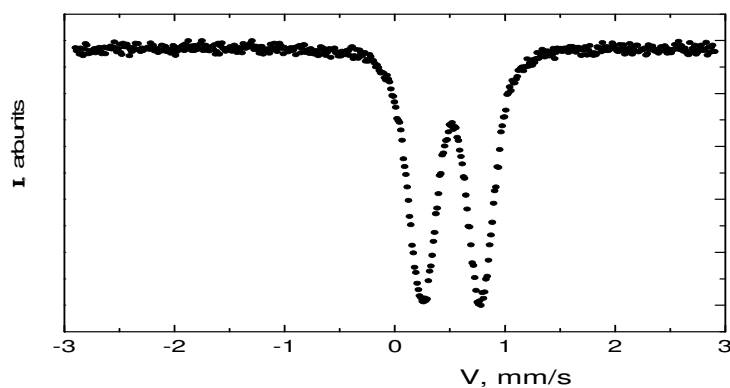
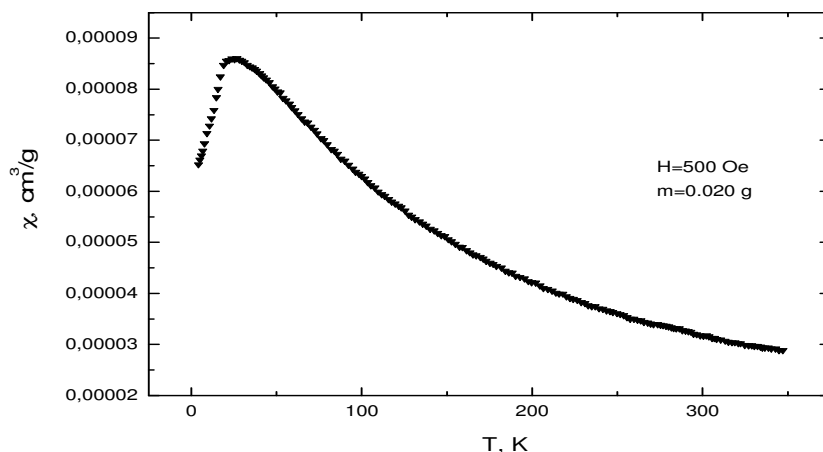


Fig.2. Mössbauer spectrum of $\text{Li}_{0.7}\text{Na}_{0.3}\text{FeGe}_2\text{O}_6$

The parameters of the spectrum are the next: the isomeric chemical shift relative to α -Fe IS = 0.361 mm/c; the quadruple splitting QS = 0.53 mm/c; the line width W = 0.29 mm/c. The magnitude of isomeric chemical shift corresponds to the cations of trivalent iron Fe^{3+} .

The results of magnetic measurements are shown in Fig. 2.

a



b

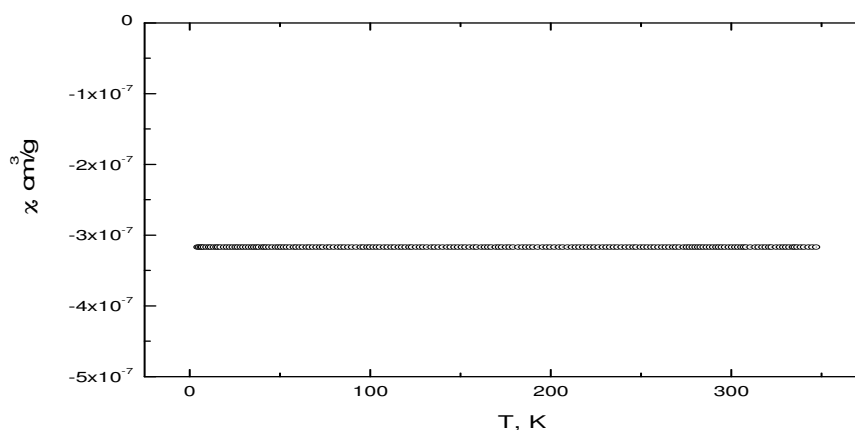


Fig.2. Temperature dependence of the magnetic susceptibility, obtained on $\text{Li}_{0.7}\text{Na}_{0.3}\text{FeGe}_2\text{O}_6$ sample: the total magnetization (a) and the diamagnetic contribution (b).

The temperature dependence of the magnetic susceptibility (Fig.2-a) exhibits a sharp maximum at temperature $T = 24,9$ K. An analysis of the magnetic investigation data of $\text{Li}_{0.7}\text{Na}_{0.3}\text{FeGe}_2\text{O}_6$ demonstrated that at the temperature decreasing the phase transition from the paramagnetic state to the antiferromagnetic state takes a place at the Neel asymptotic temperature $T_N = 15,5$ K.

[1] G.J. Redhammer, G. Roth, W. Treutmann, M. Hoelzel, W. Paulus, G. Andre, C. Pietzonka, G. Amthauer. J.Solid State Chemistry 182, 2374 (2009).

[2] Т. Дрокина, Г. Петраковский, Л. Келлер, Й. Шефер, А. Балаев, А. Карташев, Д. Иванов. Модулированная магнитная структура в квазиодномерном клинопироксене $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$. ЖЭТФ, 2011, т.139, в. 1, с.140-146.

[3] S.V. Streltsov, D.I. Khomskii, Phys. Rev. **B 77**, 064405 (2008).

ОСОБЕННОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ УПАКОВКИ ОКСАТРАНА, ОБЛАДАЮЩЕГО БИОЛОГИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТЬЮ

Э.А. Зельбст*, А.Д. Васильев

Восточно-Сибирская государственная академия образования

Институт физики им. Л.В.Куренского СО РАН, Красноярск

*e-mail: zelbst@rambler.ru

N-оксиды третичных аминов (ONR_3) привлекают интерес специалистов в области синтетической, теоретической и прикладной химии. К ним относится и N-оксид триэтанолamina $\text{O}^-\text{N}^+(\text{CH}_2\text{CH}_2\text{OH})_3$ (**ОА**), кристаллическая и молекулярная структура которого не доказана до сих пор. Поэтому мы решили установить ее методом рентгеновской дифракции на порошковом автоматическом дифрактометре D8ADVANCE.

Полученные нами данные оказались неожиданными и позволили по сравнению с протатранами N-оксид триэтанолamina назвать оксатраном. Соединение получено взаимодействием триэтанолamina с пероксидом водорода. После перекристаллизации из ацетонитрила прозрачные монокристаллы **ОА** имеют блестящие, ярко выраженные грани и не гигроскопичны (т.пл. 105°). Определены параметры элементарной ячейки, пространственная группа, геометрия молекул **ОА** и их упаковка в кристаллическом пространстве. Последняя особенно интересна, т.к. она оказалась слоистой, не смотря на отсутствие хелатных фрагментов в исследуемой молекуле.

На рис.1 показана послойная упаковка молекул параллельно грани $ab0$ элементарной ячейки. Из-за сильных межмолекулярных водородных связей оксидного атома кислорода с гидроксильными группами соседних молекул, атомы кислорода последних развернуты от связи N-O в направлении C α -атомов и лежат практически в одной плоскости с ними. Слои 1 и 2 (рис.1) попарно связаны водородными связями, а между парами (слои 2 и 3) связи только ванн-дер-ваальсовы.

Другой особенностью упаковки молекул оксатрана становится наличие в них «наноподобных» колодцев малого диаметра (рис.2), характерных для супрамолекулярных структур с плоскими фрагментами в молекулах.

Смеем надеяться, что слоистый мотив упаковки **ОА** связан со свойствами этого соединения - уже доказанной биологической активностью.

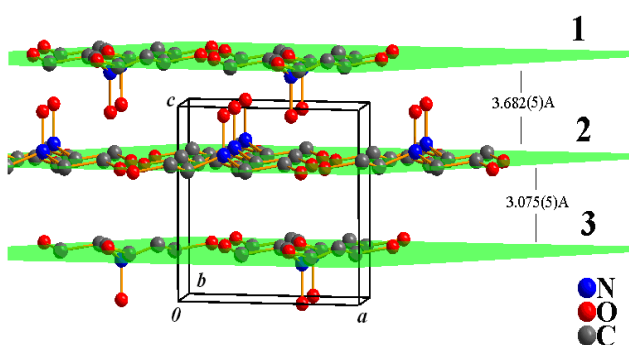


Рис.1. Послойная упаковка молекул **ОА**

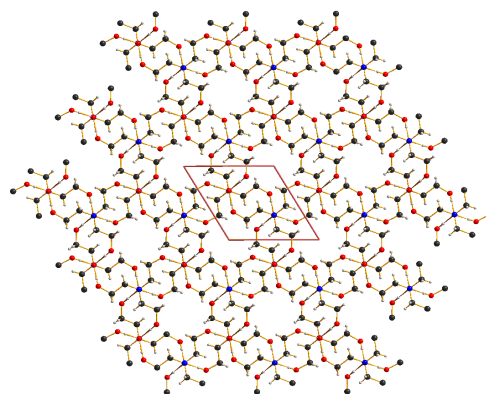


Рис.2. Упаковка молекул вдоль параметра c

DIRECT MEASUREMENTS OF MAGNETOCALORIC PROPERTIES OF PROSPECTIVE MATERIALS AT ADIABATIC AND QUASI-ISOTHERMAL CONDITIONS IN HIGH MAGNETIC FIELDS

Kamantsev A.P.^{1,2*}, Koledov V.V.^{1,2}, Mashirov A.V.^{1,2}, Dilmieva E.T.¹, Shavrov V.G.¹, Cwik J.², Tereshina I.S.^{2,3}, Khovaylo V.V.⁴

¹*Kotelnikov Institute of Radio-engineering and Electronics of RAS, 125009, Moscow, Russia*

²*International Lab. of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 53-421, Wroclaw, Poland*

³*Baikov Institute of Metallurgy and Material Science of RAS, 119991, Moscow, Russia*

⁴*National University of Science and Technology "MISiS", 119049, Moscow, Russia*

*e-mail: kama@cplire.ru

A big interest is attracted to the application of materials with a large magnetocaloric effect (MCE) at magnetic and magnetostructural phase transitions (PT) for creation of household refrigerators, operating near room temperature. The high cooling power of such devices can be achieved only at high frequency of heat transfer cycles and at large amounts of heat, which can be transferred in one cycle from cold end to hot end. The maximal frequency of cycles depends on the geometry [1] of the working body made of MCE material and the fundamental restrictions on the rate of PT in this material [2]. In this paper we concentrate on experimental measurement of transferred heat ΔQ in prospective materials 1) with direct MCE: Gd - with the 2nd order PT; Ni_{2.18}Mn_{0.82}Ga - with the 1st order magneto-structural PT; 2) with inverse MCE: Ni₄₃Mn_{37.9}In_{12.1}Co₇ - with the 1st order meta-magneto-structural PT. We suggest the new experimental approach for the direct measurements of MCE at quasi-isothermal ΔQ and adiabatic conditions ΔT simultaneously. We report the results of direct measurements of ΔT and ΔQ in high magnetic fields of Bitter coil magnet up to 140 kOe in these materials. If a sample of magnetocaloric material is placed in good thermal contact with a massive nonmagnetic block with determined specific heat and high thermal conductivity (Fig. 1), then we can experimentally estimate the transferred heat (per unit of the sample mass) ΔQ from the sample to the block at quasi-isothermal conditions by measuring ΔT_b – the quasi-isothermal temperature change of the block at magnetic field change

$$\Delta Q \times m = M \times C \times \Delta T_b + m \times c \times \Delta T_s, \quad (1)$$

where M – the mass of the block, C – the specific heat of the block, m – the mass of the sample, c – the specific heat of the sample. We can neglect the heat which is connected with the temperature change of the sample, if its mass is negligible compared to the mass of the block ($M \gg m$) then

$$\Delta Q \approx (M/m) \times C \times \Delta T_b. \quad (2)$$

The maximal values of MCE obtained from direct experiments are for Gd: $\Delta T = 17,7$ K and $\Delta Q = 5900$ J/kg at $T_0 = 293$ K in $H = 140$ kOe; for Ni_{2.18}Mn_{0.82}Ga: $\Delta T = 8,4$ K and $\Delta Q = 4900$ J/kg at $T_0 = 340$ K in $H = 140$ kOe; and for Ni₄₃Mn_{37.9}In_{12.1}Co₇: $\Delta T = -3,3$ K and $\Delta Q = -1600$ J/kg at $T_0 = 273$ K in $H = 80$ kOe.

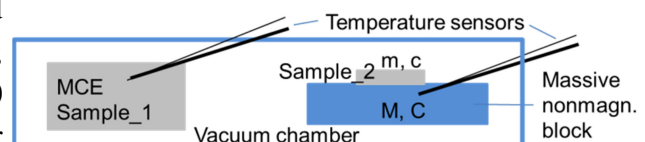


Fig.1. Scheme of experimental setup for direct ΔT and ΔQ measurements simultaneously in Bitter coil.

- [1] A. Šarlah, J. Tušek, A. Poredoš, Strojniški vestnik – J. of Mechanical Engineer. V.58, P. 16-22 (2012).
 [2] A.P. Kamantsev, V.V. Koledov, V.G. Shavrov, I.S. Tereshina, Solid State Phenom. V. 215, P. 113-118 (2014).

ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ CU-NI-ZN ФЕРРИТОВ ОТ ИХ СОСТАВА

Макашев А.С.^{1*}, Мухтар А.А.², Баткибекова М.Б.¹

¹Кыргызский технический государственный университет им. И. Раззакова, 720023, Бишкек, Кыргызстан

²Химико-металлургический институт им. Ж. Абишева, 100009, Караганда, Казахстан

*e-mail: ardak-makashev@mail.ru

Благодаря уникальным физическим и химическим свойствам ферриты применяются в различных областях науки и техники. Развитие современной радиоэлектроники без применения ферритов становится невозможными.

Несмотря на научные и технические значения многие вопросы, относящиеся к ферритовым материалам до сих пор остаются неизученными. Улучшение магнитных свойств и качества этих материалов остаются актуальными в исследованиях этих материалов.

Целью нашей работы являются получение зависимости удельных магнитных свойств тройных медь-никель-цинковых ферритов в концентрационной области $2,0 \leq \text{CuFe}_2\text{O}_4 \leq 20,0$; $20,0 \leq \text{NiFe}_2\text{O}_4 \leq 38,0$; $42,00 \leq \text{ZnFe}_2\text{O}_4 \leq 60,0$ от состава.

Концентрационным элементом диаграммы состав-свойство является двумерный симплекс – равносторонний треугольник, вершины которого представлены чистыми компонентами CuFe_2O_4 , NiFe_2O_4 и ZnFe_2O_4 (рисунок 1).

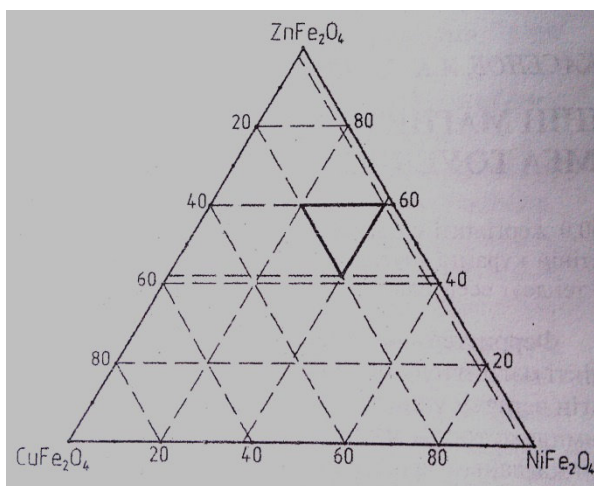


Рис. 1. Диаграмма состав-свойство с компонентами CuFe_2O_4 , NiFe_2O_4 и ZnFe_2O_4 .

Для исследования магнитных свойств от состава был применен метод {3,4} симплекс-решетчатого планирования с наложением ограничения на изменение концентрации компонентов [1].

Ферриты получены керамическим методом [2, 3]. Исходными веществами для синтеза были использованы оксид железа(III) (ТУ 6-09-563-85), оксид цинка (ГОСТ 202-76), оксид меди(II) (ГОСТ 16539-79) и оксид никеля(II) (ТУ 6-09-4591-78). Удельная магнитная восприимчивость полученных ферритовых образцов замерялась по методу Гюи [4].

Дальнейшие исследования позволили получить математическую модель зависимости состав-свойство:

$$\begin{aligned}
 J = & 80,66x_1 + 84x_2 + 100,67x_3 + 53,6x_1x_2 + 30,02x_1x_3 + 59,22x_2x_3 + \\
 & + 39,41x_1x_2(x_1 - x_2) + 51,55x_1x_3(x_1 - x_3) - 46x_2x_3(x_2 - x_3) - \\
 & - 123,3x_1x_2(x_1 - x_2)^2 + 72,18x_1x_3(x_1 - x_3)^2 - 284,13x_2x_3(x_2 - x_3)^2 - \\
 & - 1090,6x_1^2x_2x_3 + 618,58x_1x_2^2x_3 + 231,47x_1x_2x_3^2,
 \end{aligned}$$

где x_1, x_2, x_3 – координаты псевдокомпонентов, вес.д.

Для проверки полученной математической модели на адекватность были проведены дополнительные контрольные опыты с ферритами различного состава. Составы контрольных ферритов и значения удельной намагниченности приведены в таблице 1. Здесь же показаны расчетные значения удельной намагниченности, полученные по новой модели.

Из данных таблицы видно, что из всех проверочных точек по критерию Стьюдента (t_m) самая наименьшая экспериментальная величина, определенная по уровню значимости, составляет $\alpha/l = 0,05/5 = 0,01$ ($t_{0,05/5;15}^{\text{табл.}} = 2,947$) в критической области [5]. Следовательно, предлагаемая математическая модель является адекватной и ее можно использовать для расчетов равного уровня величин J в пределах локального симплекса. Вычисленные постоянные величины J равного уровня состоят из точек 75, 85, 95 и 105.

Таблица 1. Результаты по математической модели зависимости магнитные свойства исследуемых ферритов от их состава

№ опыта	Составы контрольных точек						\bar{J}	J_e	ΔJ	t_m
	В координатах псевдо-компонентов, вес.д.			В координатах исходных псевдокомпонентов, вес. %						
	x_1	x_2	x_3	CuFe ₂ O ₄	NiFe ₂ O ₄	ZnFe ₂ O ₄				
1	0,8	0,1	0,1	14,0	34,0	52,0	86,35	87,07	0,72	0,21
2	0,2	0,1	0,7	15,0	35,0	50,0	96,60	98,25	1,65	0,47
3	0,4	0,3	0,3	14,0	33,0	53,0	96,30	97,54	1,24	0,36
4	0,2	0,7	0,1	13,0	33,0	54,0	84,10	84,53	0,43	0,12
5	0,1	0,5	0,4	12,0	38,0	50,0	106,6 5	108,2 9	1,64	0,47
$r = 2; S_1^2 = 1,53; S_1 = 1,237; \alpha = 0,05; l = 5; f = 15; t_{0,05/5;15}^{\text{табл.}} = 2,947.$										

Таким образом, предложена математическая модель, описывающая зависимость удельных магнитных свойств медь-никель-цинковых ферритов от состава в области локального симплекса $2,0 \leq \text{CuFe}_2\text{O}_4 \leq 20,0; 20,0 \leq \text{NiFe}_2\text{O}_4 \leq 38,0; 42,00 \leq \text{Zn Fe}_2\text{O}_4 \leq 60,0$.

Полученную модель можно использовать при прогнозировании состава Cu-Ni-Zn ферритов с необходимыми заданными магнитными свойствами.

- [1] Ким В.А., Николай Э.Н., Быков В.И. Исследование свойств металлургических шлаков методом планирования эксперимента (ППО «Офсет», Караганда, 1998).
 [2] Прахоменко В.Д., Сорока П.И., Головкин Л.А., Липатов П.В. Получение ферритовых порошков в потоках высокотемпературных теплоносителей (Наукова думка, Киев, 1988).
 [3] Левин Б.Е., Третьяков Ю.Д., Летюк Л.М. Физико-химические основы получения, свойства и применение ферритов (Металлургия, Москва, 1979).
 [4] Карлин Р. Магнетохимия (Мир, Москва, 1989).
 [5] Корн Т. Справочник по математике (Наука, Москва, 1973).

ПРИМЕНЕНИЕ ИДЕЙ МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЫСОТНОЙ ЗОНАЛЬНОСТИ ПРОИЗРАСТАНИЯ ДРЕВЕСНЫХ ПОРОД

Овчинникова Т.М.^{1*}, Суховольский В.Г.¹

¹*Институт леса им.В.Н.Сукачева СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*

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

Для объяснения реакции лесных ценозов на воздействие внешних факторов, выявления особенностей сукцессионных процессов в горных лесных биоценозах в работе используются модели экологических фазовых переходов второго рода [1]. Модель основана на применении идей теории фазовых переходов второго рода [2]. По аналогии с физической моделью магнитных фазовых переходов второго рода введены параметр порядка (доля площади, занятой на определенной высоте деревьями одной породы) и управляющая переменная (высота растительного пояса). Записан функционал «свободной энергии» системы, минимизация которого дает уравнение для определения параметра порядка от высоты растительного пояса.

При описании высотно-зонального распределения деревьев отдельной породы можно ввести две фазы, характеризующие породный состав насаждения на территории. Состояние, при котором часть или вся изучаемая территория занята деревьями этой породы, будем называть упорядоченной фазой. Состояние, при котором на территории нет деревьев этой породы, будем называть неупорядоченной фазой. Экологический фазовый переход второго рода будет характеризовать ситуацию, когда на определенной высоте деревья отдельной породы исчезают (тогда можно говорить, что на этой высоте происходит переход из упорядоченной фазы в неупорядоченную) или, напротив, появляются (в этом случае следует полагать, что происходит переход из неупорядоченной фазы в упорядоченную).

Модели экологических фазовых переходов второго рода используются для выделения факторов, влияющих на породный состав насаждений в зависимости от высоты, и для определения границ высотных поясов у отдельных пород. Достоинством модели экологических фазовых переходов второго рода при описании сукцессионных процессов является возможность введения в модель внешних экологических факторов, описываемых в виде некоторых экологических полей. Такое представление позволяет резко уменьшить размерность модели. В работе использовались данные о высотной зональности лесной растительности среднегорных барьерно-дождевых ландшафтов Западного Саяна.

Модель хорошо согласуется с данными наблюдений. С её помощью можно оценить верхнюю и нижнюю границы высотных поясов для отдельных пород (березы, осины, пихты сибирской, кедра сибирского) и ширину высотных экологических ниш для этих пород. В модели введены параметры, количественно характеризующие взаимодействия между породами. Универсальность подхода позволяет упростить описание и моделирование высотной зональности произрастания различных древесных пород и допускает возможность оценить реакцию растительных ценозов на климатические изменения.

[1] Исаев А.С., Овчинникова Т.М., Бабой С.Д., Суховольский В.Г., Сибирский экологический журнал 3, 345 (2014).

[2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Статистическая физика (Наука, М., 1964).

AUTOMATED SYSTEM OF MAGNETIC AND ULTRASOUND ANISOTROPY ANALYSIS

**Onanko A.P., Prodayvoda G.T., Onanko Y.A., Homenko R.V., Popov S.A., Shabatura A.V.,
Onischenko A.N., Rozhkovskiy A.N.**

*Kyiv national university, 01601, Kyiv, Ukraine
onanko@univ.kiev.ua*

Introduction. In the conditions of fragmentation and parceling of environment on the process of its destruction imposes plastic deformations which are related to the friction of the formed fragments. This process is accompanied intensive transformation of elastic energy in a heat ($\Delta W \rightarrow Q$) [1,2].

Results and discussion. The oscillogramma of impulses with transversal polarization in Ti(VT1-0) and with longitudinal polarization in TiO_2 , in piezoceramics CTS-19 is represented on fig. 1, fig. 2 and fig. 3.

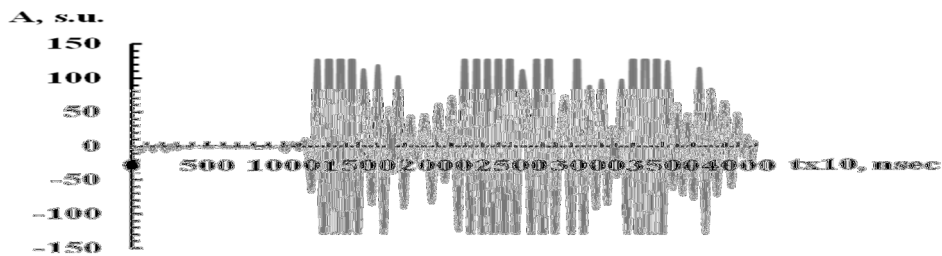


Fig. 1. Oscilloscopegramma of impulses with transversal polarization in Ti(VT1-0).

Shear module Ti(VT1-0) $G = \rho V_{\leftrightarrow}^2 = 41,7835 \text{ GPa}$ when $V_{\leftrightarrow} = 3110 \text{ m/sec}$.



Fig. 2. Oscilloscopegramma of impulses with longitudinal polarization in TiO_2 .

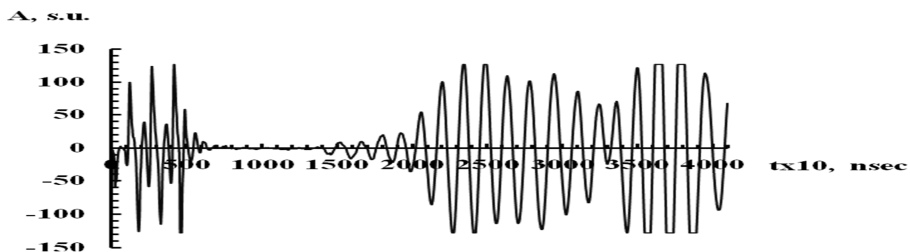


Fig. 3. Oscilloscopegramma of impulses with longitudinal polarization in piezoceramics CTS-19.

The illustration of the window of completed 2 stage working of velocities anisotropy ultrasound (US) measuring data is presented on fig. 4.

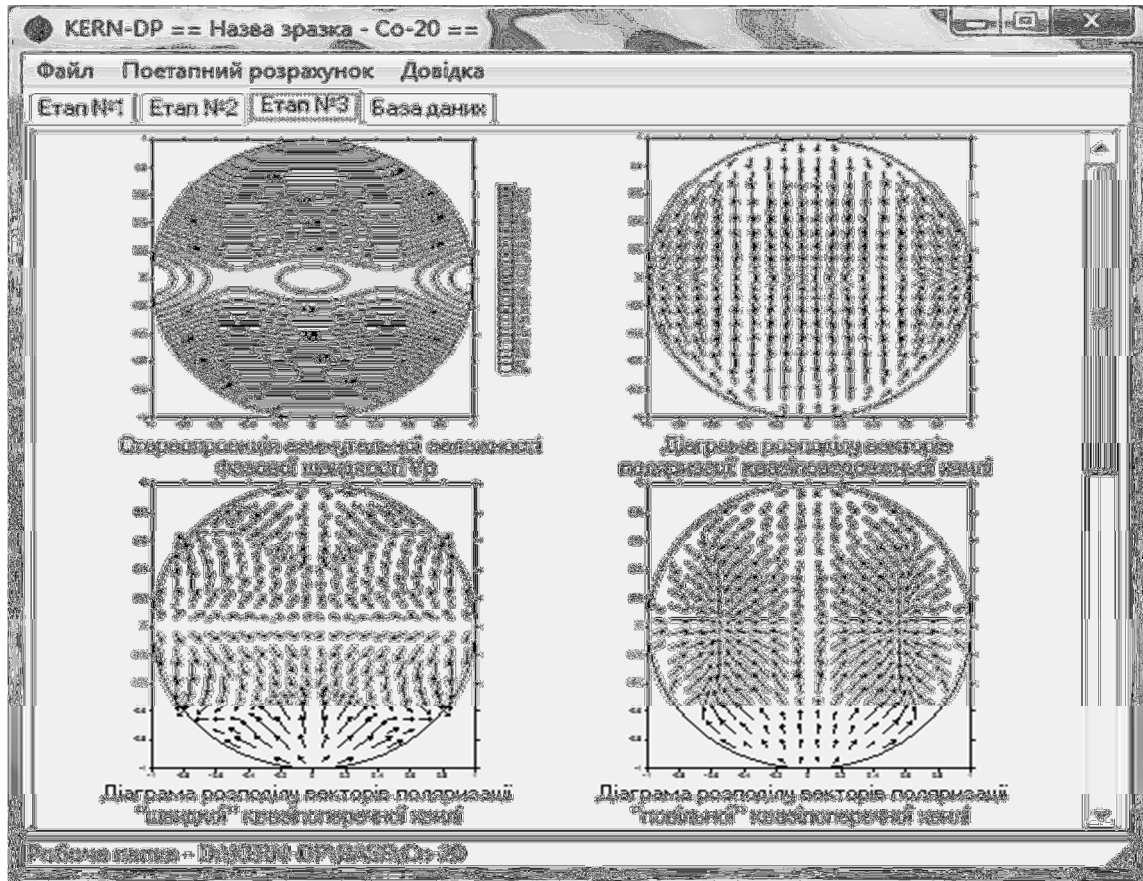


Fig. 4. Illustration of the up party of the window of completed 2 stage working of velocities anisotropy US measuring data.

The developed automated system of numerical analysis and visualization of the US measurements data of anisotropy parameters of the elastic waves velocities can be use for express-treatment of experimental values of phase velocities of longitudinal V_{\parallel} , "rapid" $V_{\perp 1}$ and "slow" $V_{\perp 2}$ of transversal waves and density ρ . The distribution diagrams of polarization vectors \vec{p} of "rapid" quasi transversal velocity in SiO_2 is presented on fig. 5.

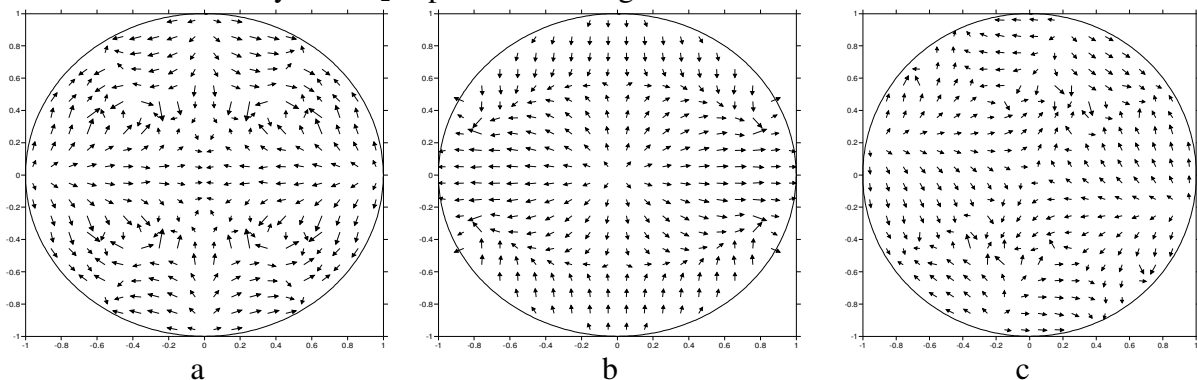


Fig. 5. The distribution diagrams of polarization vectors \vec{p} of "rapid" quasi transversal velocity in SiO_2 .

References

1. A.P. Onanko, Metalphysics and new technology, V. 33, № 2. P. 253-261 (2011).
2. Y.A. Onanko, G.T. Prodayvoda, S.A. Vyzhva, A.P. Onanko and N.P. Kulish, Metalphysics and new technology, V. 33, № 13. P. 529-533 (2011).

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОТЕРЬ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В.Ф.Тиунов, Г.С.Корзунин

Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия

e-mail: tiunov@imp.uran.ru

Одним из важнейших показателей качества магнитомягких материалов является уровень их магнитных потерь на перемагничивание. В настоящей работе описана оригинальная методика измерения магнитных потерь ферромагнетиков, перемагничиваемых во вращающихся магнитных полях. Рассматриваемый метод измерения сравнительно прост и не требует применения специализированной аппаратуры. Он основан на измерении момента пары сил, действующих на образец, помещенный во вращающееся магнитное поле. Теоретические основы этого метода рассмотрены в работе [1], где получено выражение для работы внешних сил Q_R при повороте ферромагнитного диска в магнитном поле H на угол $d\psi$ в виде:

$$Q_R = \int_0^{2\pi} M d\psi = H \int_0^{2\pi} J_n d\psi, \quad (1)$$

Здесь $M = [HJ_s]$ – момент пары сил, действующих на намагниченность образца J_s во внешнем магнитном поле H , соответственно J_n - нормальная составляющая намагниченности.

Для измерения потерь на образцах была применена доработанная и усовершенствованная методика [2], основанная на определении вращающего момента образца во внешнем магнитном поле. Исследуемый образец в виде диска крепился к нити подвеса и вращался электродвигателем постоянного тока в поле электромагнита. Величина угла отставания ψ намагниченности образца J_s от направления поля при разных его значениях определялась с помощью измерительного устройства, состоящего из отсчетного лимба, стробоскопического источника света и оптического микроскопа. Момент пары сил M при повороте направления магнитного поля H вычислялся по углу ψ закручивания нити подвеса:

$$M = C\psi, \quad (2)$$

C - упругая постоянная нити подвеса. Значение магнитных потерь определялось по формуле:

$$P = \omega M [Bm], \quad (3)$$

где $\omega = 2\pi f$, f -частота вращения магнитного поля. Разработанная установка обладает высокой чувствительностью и позволяет измерять магнитные потери на монокристаллических дисках Fe-3%Si диаметром 8-30мм. Погрешность измерения потерь в интервале индукции 0,25- 1,90 Тл и частоты перемагничивания 20-250 Гц не превышала 15%. С помощью рассмотренной установки на монокристаллах Fe-3%Si были измерены потери на вращательное перемагничивание и на основе динамики доменной структуры найдены причины наблюдаемого немонотонного характера изменения потерь от индукции [3]. Использование установки позволило также впервые выявить во вращающихся полях немонотонное изменение потерь от толщины образцов при их утонении [3,4].

[1] Акулов Н.С., Ферромагнетизм (ГИТЛ, М.-Л.,1939).

[2] Корзунин Г.С., Инишева Л.А., Тиунов В.Ф. и др., Дефектоскопия, №11, С.3-24 (1994).

[3] Тиунов В.Ф., Филиппов Б.Н., ЖТФ, Т.75, С.44-50 (2005).

[4] Тиунов В.Ф., ФММ, Т.109, №3, С.245-252 (2010).

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПРОВОЛОК И ЛЕНТ

Морозов И.Л.^{1*}, Морозова Н.В.¹, Гаврилюк Б.В.¹, Семенов А.Л.¹, Гаврилюк А.А.¹

¹*Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия*

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

Установка разработана для измерения полевых зависимостей скорости движения доменной границы в аморфных ферромагнитных проволоках и их изменений под действием температуры и механических напряжений. Установка позволяет проводить измерение статических и динамических петель гистерезиса в аморфных ферромагнитных проволоках и лентах при изменении температуры их нагрева и приложении растягивающих напряжений.

Описание работы установки.

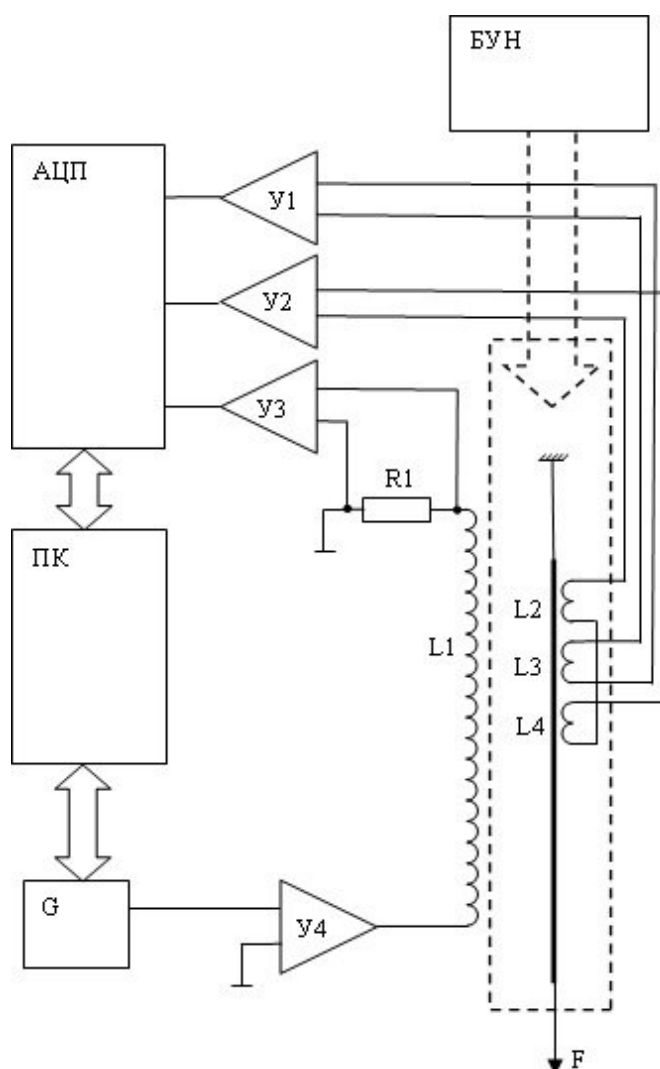


Рис. 1. Блок -схема установки. У1, У2, У3 – широкополосные измерительные усилители, У4 – широкополосный усилитель тока, L1 – намагничивающий соленоид, L2, L3, L4 – измерительные катушки, АЦП – аналого-цифровой преобразователь, ПК- персональный компьютер со специальным программным обеспечением, G – генератор сигналов специальной формы, БУН – блок управления нагревом.

Измерение скорости движения доменной границы в аморфной проволоке.

Проволока помещается в соленоид L1 создающий намагничивающее поле. Величина и форма сигнала намагничивающего поля задается генератором G, и широкополосным усилителем тока У4. Намагничивающее поле регистрируется посредством измерения силы тока, протекающего в соленоиде L1 при помощи шунта R1, усилителя У3 и АЦП.

Для измерения скорости движения доменной границы перемагничивание образца осуществляется сигналом прямоугольной формы. Движение доменной границы начинается в момент изменения направления намагничивания в ядре проволоки. Измерительные катушки L2 и L4, включенные дифференциально, служат для регистрации времени прохождения доменной границы через них. Дифференциальное включение катушек L2 и L4 необходимо для исключения влияния процессов вращения намагниченности, происходящих в приповерхностной области образца. При прохождении доменной границы через измерительную катушку L2 в ней наводится импульс ЭДС положительной полярности, а при дальнейшем движении доменной границы и прохождении её через измерительную катушку L4 - импульс ЭДС отрицательной полярности. Импульсы поступают на АЦП через усилитель У2. Отношение расстояния между измерительными катушками L2 и L4 к разности времени прохождения доменной границы через измерительные катушки L2 и L4 определяет скорость движения доменной границы. Специальная система крепления образца позволяет проводить измерения в зависимости от растягивающих напряжений F. Блок управления нагревом БУН служит для создания высоких температур в процессе измерения. Нагрев образца осуществляется горячим воздухом или инертным газом. При проведении измерений отдельно контролируется температура разогретого газа и образца.

Например, в проволоках состава $Fe_{75}Si_{10}B_{15}$ длиной 0,1 м и диаметром 130-140 мкм, прошедших предварительную обработку постоянным электрическим током 700 мА на воздухе, скорость движения доменных границ изменялась в интервале от 600 м/с до 8000 м/с при возрастании намагничивающего поля от 30 до 130 А/м.

Измерение магнитных характеристик образцов из проволок и лент

Измерительная катушка L3 и усилитель У1 служат для регистрации ЭДС индукции, интегрируя которую, вычисляются магнитные характеристики образца.

При перемагничивании образца сигналом прямоугольной формы вычисляются квазистатические магнитные характеристики. При перемагничивании сигналом синусоидальной или треугольной формы вычисляются динамические магнитные характеристики образца.

Оценивая энергии сигналов, регистрируемых на измерительных катушках L2, L3 и L4 проводится расчет объема образца, перемагничиваемого за счет вращения намагниченности и смещения доменных границ.

[1] Чечерников В.И. Магнитные измерения / М: Изд-во МГУ, 1969. - 388 с.

[2] Varga R., Acta physica slovacica. Vol. 62, No. 5, P. 411 – 518 (2012).

[3] Semenov A.L., Morozov I.L., etc. // International Conference "Functional Materials - 2011": October 3 - 8, 2011. – Crimea, Ukraine - Abstracts. P.321.

СИНТЕЗ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $TmFeTi_2O_7$

Дрокина Т.В.^{1*}, **Петраковский Г.А.**¹, **Нестеров А.В.**¹,

Шайхутдинов К.А.¹, **Фрейдман А.Л.**¹, **Великанов Д.А.**^{1,2}, **Молокеев М.С.**¹

¹Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,
Красноярск, 660036, Россия

² Сибирский федеральный университет Красноярск, 660041, Россия

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

Магнитное состояние спинового стекла, характеризуемое “замороженным” пространственным распределением ориентаций спиновых магнитных моментов, наблюдается в различных кристаллических соединениях, например [1-4]. Актуальной задачей остается поиск новых магнитных соединений со спин-стекольным состоянием.

Образцы $TmFeTi_2O_7$ (с пространственной группой $Pcnb$) получены методом твердофазной реакции из оксидов Fe_2O_3 , Tm_2O_3 , и TiO_2 . Исходные компоненты, составляющие шихту, перед развеской высушивались в течении 6 часов при температуре 105^0 С, смешивались и перетирались с добавлением этилового спирта. Из приготовленной шихты с помощью пресс-формы формовались таблетки под давлением около 10 кбар диаметром 10 мм и толщиной 1,5-2,0 мм, которые помещались в алундовый тигель и отжигались в печи. Нагрев печи осуществлялся со скоростью 150 град/час с помощью программного регулятора. Температура в печи измерялась с помощью платино-родиевых термопар с точностью $0,1^0$ С. Охлаждение печи происходило естественным путем. Синтез $TmFeTi_2O_7$ производился в четыре этапа. Максимальная температура отжига составляла 1250^0 С. После завершения каждого этапа синтеза таблетки вновь перетирались, прессовались и снова помещались в печь для последующего отжига. Химический и фазовый состав полученных образцов контролировался методом рентгеноструктурного анализа, а также с помощью оптического микроскопа после каждого отжига.

На рис. 1 представлена температурная зависимость диэлектрической проницаемости $TmFeTi_2O_7$, определенной с помощью измерения емкости LCR-метром Agilent E4980A в температурном диапазоне 4 – 300 К на частоте $f=10000$ Hz.

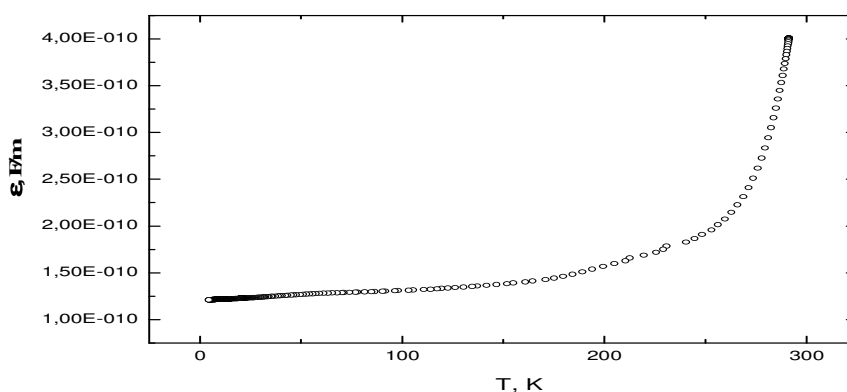


Рис. 1. Зависимость диэлектрической проницаемости образца $TmFeTi_2O_7$ от температуры.

Из рис. 1 видно, что с ростом температуры диэлектрическая проницаемость ϵ соединения $\text{TmFeTi}_2\text{O}_7$ растет. Таким образом, наблюдаемое поведение температурной зависимости ϵ характерно для ионных кристаллов.

Следует также отметить, что не обнаружено изменение диэлектрической проницаемости под действием внешнего магнитного поля в диапазоне до 6 Т.

Данные магнитных измерений образцов $\text{TmFeTi}_2\text{O}_7$, выполненных на магнитометре MPMS-XL в интервале температур 2 - 300 К и в магнитном поле 500 Ое, представлены на рис. 2.

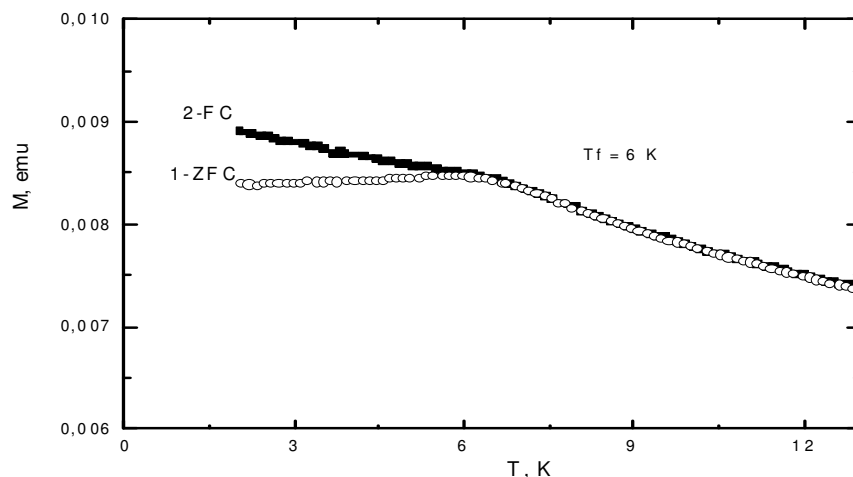


Рис.2. Температурная зависимость магнитного момента в соединении $\text{TmFeTi}_2\text{O}_7$ (1 -охлаждение образца без магнитного поля (ZFC), 2 - охлаждение образца в магнитном поле 500 Ое (FC)).

Из рис. 2 следует, что зависимости магнитного момента от температуры отличаются при охлаждении образца в нулевом магнитном поле (ZFC) и в магнитном поле $H=500$ Ое (FC). Результаты магнитных измерений $\text{TmFeTi}_2\text{O}_7$ в низкотемпературной области показывают излом на температурной зависимости магнитного момента и его зависимость от магнитной предыстории образца, что является характерным свойством магнитных состояний спинового стекла. Температура замерзания спинового стекла T_f , определенная как температура слияния зависимостей $M(T)$ при охлаждении образца в магнитном поле и без него, составляет 6 К. Переход в спин-стекольное состояние в цирконолите $\text{TmFeTi}_2\text{O}_7$ осуществляется из парамагнитной области, где температурная зависимость обратной восприимчивости при температурах выше 50 К подчиняется закону Кюри-Вейсса.

Таким образом, в синтезированном соединении $\text{TmFeTi}_2\text{O}_7$, по-видимому, не наблюдается дальний магнитный порядок в диапазоне температур 2 – 300 К, а, вероятно, реализуется спин-стекольное магнитное состояние, обусловленное конкуренцией обменных взаимодействий, вызванной беспорядочным расположением ионов железа Fe^{3+} по пяти отличающимся возможным кристаллографическим позициям в решетке.

[1] А.В. Королев, Г.В. Базуев, ФТТ, Т. 46, В. 2, С.287- 295 (2004).

[2] Т.В. Дрокина, Г.А. Петраковский, М.С. Молокеев, Д.А. Великанов, О.Н. Плетнев, О.А. Баюков, ФТТ, Т. 50, В. 10, С.1922-1927 (2013).

[3] G. A. Petrakovskii, K. S. Aleksandrov, L. N. Bezmaternikh, S. S. Aplesnin, B. Roesli, F. Semadeni, A. Amato, C. Baines, J. Bartolome, M. Evangelisti. Phys. Rev. B, V. 63, P. 184425-1 -184425-8 (2001)

[4] Г.А. Петраковский, Т.В. Дрокина, А.Л. Шадрина, Д.А. Великанов, О.А. Баюков, М.С. Молокеев, А.В. Карташев, Г.Н. Степанов, ФТТ, Т.53, В.9, С.1757-1760 (2011).

ГИБРИДНЫЙ МАГНИТНЫЙ НАНОМАТЕРИАЛ НА ОСНОВЕ ПОЛИФЕНОКСАЗИНА И НАНОЧАСТИЦ КОБАЛЬТА

Еремеев И.С.^{1*}, Озкан С.Ж.¹, Карпачева Г.П.¹, Чернавский П.А.², Иванцов М.И.²

¹*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева*

Российской академии наук, 119991, Москва, Россия

²*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,*

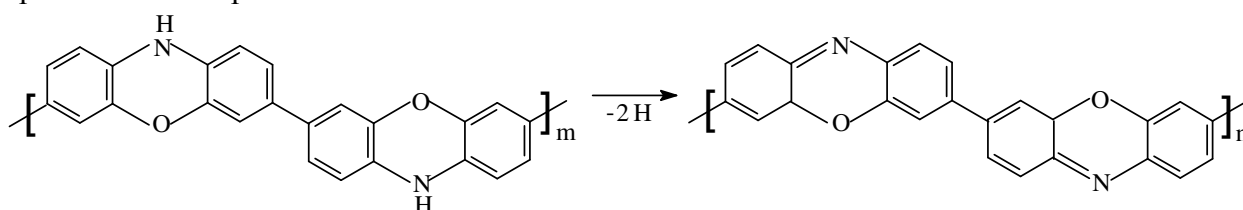
Химический факультет, 119991, Москва, Россия

[*eremeev@ips.ac.ru](mailto:eremeev@ips.ac.ru)

Металлополимерные наноконпозиты сочетают полезные свойства полимеров и металлических наночастиц. Материалы на основе полимеров с системой полисопряжения и магнитных наночастиц привлекают особое внимание благодаря их уникальным физико-химическим свойствам.

Впервые разработан метод синтеза гибридного металлополимерного наноконпозита на основе полифеноксазина (ПФОА) и наночастиц Co. ПФОА представляет собой полулестничный гетероциклический полимер, содержащий, наряду с атомами азота, атомы кислорода, участвующие в общей системе полисопряжения. Молекулярная масса ПФОА $M_w = 3.7 \times 10^4$. Выбор полимера обусловлен его высокой термостабильностью (до 400 °С на воздухе, а в инертной атмосфере при 1000 °С остаток составляет 51%) [1]. Использование для осуществления химических и структурных превращений ИК-излучения вместо обычно применяемого термического воздействия обусловлено тем, что благодаря переходу системы в колебательно-возбужденное состояние оказывается возможным резко повысить скорость химических реакций и тем самым значительно сократить время процесса [2-6].

При ИК нагреве ПФОА в присутствии кобальта (II) уксуснокислого $\text{Co}(\text{CH}_3\text{CO}_2)_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ в инертной атмосфере при температуре образца $T = 500\text{--}650$ °С одновременно происходит рост полимерной цепи за счет конденсации олигомеров феноксазина и дегидрирование с образованием сопряженных связей $\text{C}=\text{N}$.



По данным ИК-спектроскопии о росте полимерной цепи свидетельствует уменьшение интенсивности полосы поглощения при 739 см^{-1} , относящейся к неплоским деформационным колебаниям связей $\delta_{\text{C-H}}$ 1,2-замещенного бензольного кольца концевых групп. Об образовании сопряженных связей $\text{C}=\text{N}$ свидетельствует сдвиг и уширение полос при 1587 и 1483 см^{-1} , соответствующие валентным колебаниям связей $\nu_{\text{C-C}}$ в ароматических кольцах. Полоса поглощения при 3380 см^{-1} , соответствующая валентным колебаниям связей $\nu_{\text{N-H}}$ в фениленаминовых структурах практически исчезает. Появляется полоса поглощения при 3420 см^{-1} , связанная с водой. Выделяющийся при этом водород способствует восстановлению Co^{2+} до Co^0 . В результате формируется наноструктурированный композитный материал, в котором наночастицы Co диспергированы в полимерной матрице. На дифрактограмме наноконпозита идентифицируются пики отражения наночастиц $\beta\text{-Co}$ с

кубической гранцентрированной решеткой в области углов рассеяния $2\theta = 68.3^\circ, 80.6^\circ$. По данным ПЭМ наночастицы Co имеют размеры $4 < d < 14$ нм (рис. 1). Металлополимерный наноккомпозит Co/ПФОА представляет собой черный порошок, нерастворимый в органических растворителях.

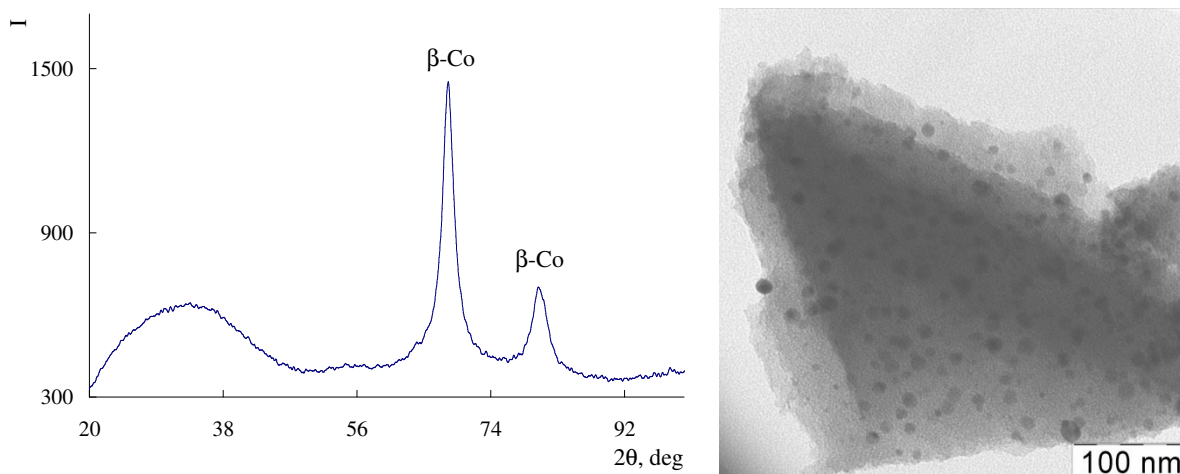


Рис. 1. Дифрактограмма и микрофотография наноккомпозита Co/ПФОА.

Установлено, что при температурах образца ниже 500°C в наноккомпозите наряду с наночастицами Co, присутствуют наночастицы CoO. При этом увеличение времени прогрева в интервале 5–30 мин не приводит к полному восстановлению CoO до Co. При низких концентрациях кобальта по загрузке регистрируются только наночастицы металлического Co, а при $[\text{Co}] = 30$ масс. % преобладают наночастицы CoO.

Исследование магнитных свойств при комнатной температуре показало, что гибридный наноккомпозит Co/ПФОА является суперпарамагнитным ($H_C = 134$ Oe, $M_S = 26.3$ emu/g, $M_R = 3.1$ emu/g). Константа прямоугольности петли гистерезиса k_n , представляющая собой отношение остаточной намагниченности M_R к намагниченности насыщения M_S , составляет 0.12. Полученная величина M_R/M_S характерна для одноосных, однодоменных частиц [2, 3].

Наноккомпозит Co/ПФОА характеризуется исключительно высокой термостабильностью. 7%-ная потеря массы происходит из-за присутствия влаги в наноккомпозите. После удаления влаги масса наноккомпозита не изменяется вплоть до 300°C . В инертной среде наблюдается постепенная потеря массы и при 1000°C остаток составляет 75%.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 14-03-31556 мол_а.

- [1] С.Ж. Озкан, Г.П. Карпачева, Г.Н. Бондаренко, Изв. акад. наук. Серия хим. Т. 8, № 8. С. 1625-1630 (2011).
- [2] S.Zh. Ozkan, V.V. Kozlov, and G.P. Karpacheva, J. Balkan Tribological Assoc. V. 16, № 3. P. 393-398 (2010).
- [3] С.Ж. Озкан, Г.П. Карпачева, В.В. Козлов, Персп. мат. Т. 9, № 9. С. 187-191 (2010).
- [4] С.Ж. Озкан, Э.Л. Дзидзигури, Г.П. Карпачева, Г.Н. Бондаренко, Российские нанотехнологии. Т. 6, № 11-12. С. 78-83 (2011).
- [5] G. Karpacheva, and S. Ozkan, Procedia Mater. Sci. V. 2. P. 52-59 (2013).
- [6] С.Ж. Озкан, Э.Л. Дзидзигури, П.А. Чернавский, Г.П. Карпачева, М.Н. Ефимов, Г.Н. Бондаренко, Российские нанотехнологии. Т. 8, № 7-8. С. 34-40 (2013).

О ВОЗМОЖНОСТИ ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКОГО СИНТЕЗА УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ФАЗ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА

Ивашутенко А.С. ^{*}, Ломакина А.А., Сивков А.А., Герасимов Д.Ю.

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет,

634050, Томск, Россия

*e-mail: ivaschutenko@mail.ru

Нанодисперсные магнитные материалы на основе фаз оксида железа являются перспективными и востребованными и имеют достаточно широкий круг применений. [1-3]. Существует несколько способов получения порошков оксида железа: микроэмульсионный и химический синтез, механосинтез, конденсационные методы, золь-гель метод [1]. Одним из перспективных методов синтеза нанодисперсных магнитных материалов на основе системы Fe-O является их прямое получение в высокоскоростной импульсной струе плотной электроэрозионной плазмы, генерируемой импульсным сильноточным ($\sim 10^5$ А) коаксиальным магнитоплазменным ускорителем [4].

Ультрадисперсный порошок (УДП) оксида железа получен плазмодинамическим методом в гиперскоростной струе электроразрядной плазмы. Струя в замкнутом объеме камеры-реактора генерируется импульсным, сильноточным, коаксиальным магнитоплазменным ускорителем (КМПУ) со стальными электродами, представленный на рис.1. Электропитание КМПУ осуществляется от емкостного накопителя энергии (ЕНЭ) с емкостью конденсаторной батареи $C = 14,4$ мФ и зарядным напряжением $U_{зар} = 4,0$ кВ [4]. Ствол ускорителя изготавливается из отрезка стальной трубы с диаметром цилиндрического ускорительного канала (УК) $d_{ук} = 15$ мм и длиной $l_{ук} = 224$ мм. Давление воздушной атмосферы в камере-реактора (КР) составило $P_0 = 1,0$ атм.

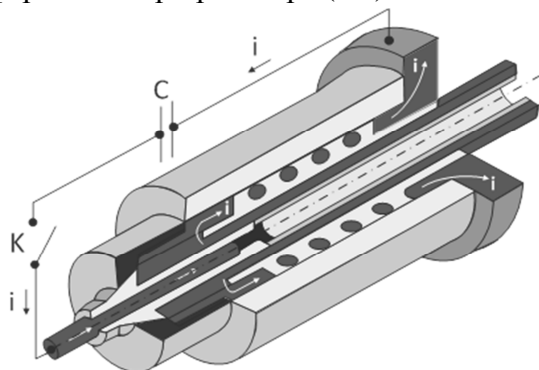


Рис.1. Коаксиальный магнитоплазменный ускоритель (КМПУ).

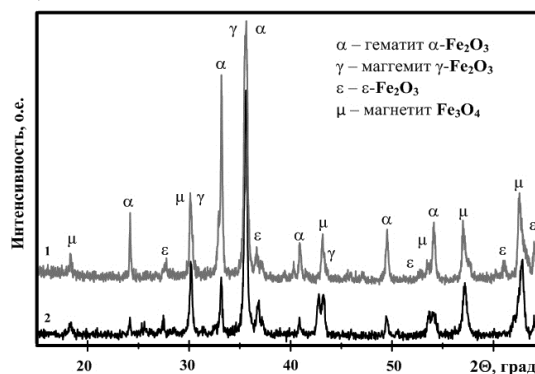


Рис. 2. Характерные дифрактограммы УДП.

После проведения эксперимента и отбора синтезированного продукта проводился анализ фазового состава порошка (Shimadzu XRD-6000). Размер и форму частиц анализировали с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM) Hitachi TM-3000.

В работе были проведены эксперименты по изучению фазового состава УДП оксида железа в различных условиях: 1) свободное истечение гиперскоростной железосодержащей плазмы в воздушную атмосферу; 2) те же условия, но с использованием воды (1 мл) в качестве дополнительного окислителя и источника первичной плазмы.

На рис. 2 представлены характерные дифрактограммы синтезируемых УДП.

Важно отметить, что дифрактограммы УДП практически идентичны по набору основных рефлексов, то есть качественно соответствуют гетерофазным системам с одинаковым фазовым составом. Количественный структурно-фазовый анализ дифрактограмм (оценочного характера для гетерофазных систем) проведен с помощью программы полнопрофильного анализа Powder Cell 2.4 и базы структурных данных PDF4+.

В таблице приведены численные данные полнопрофильного рентгеновского структурно-фазового анализа УДП.

Таблица. 1 Процентное содержание масс по данным рентгеновского анализа

Фаза		Без воды		С водой	
MAGNETIT	Fe_3O_4	11,9	$\Sigma=57,4$	40,1	$\Sigma=82,9$
MAGHEMITE	$\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$	45,5		42,8	
EPSILON	$\varepsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$	29,4		10,1	
HEMATIT	$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$	13,5		7,0	

Процентное содержание масс показывает, что наличие магнитных фаз в экспериментах с добавлением воды гораздо выше, чем без неё. Являясь дополнительным окислителем с данной системе, вода активирует окислительный процесс и приводит к значительному увеличению фазы магнетита с 11,9% до 40,1%.

Общая структура синтезируемых железосодержащих порошков исследовалась с использованием сканирующей электронной микроскопии и представлена на рис.3.

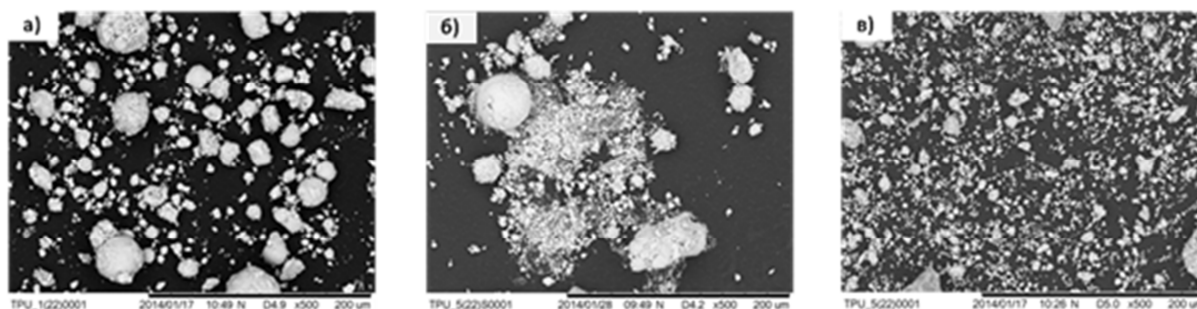


Рис.3. SEM-снимки скопления объектов в составе порошков оксида железа: а) – при 1 атм., б) – при 1 атм. с H_2O , в) – при 1 атм. с H_2O (отжиг)

Таким образом, совокупность представленных данных, полученных с использованием основных современных методов анализа полученного ультрадисперсного порошка, позволяет сделать вывод о возможности синтеза основных фаз оксида железа.

Работа выполнена за счет субсидии в рамках реализации Программы повышения конкурентоспособности ТПУ.

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. – №74(6). – С.539-574.
- [2] Осипов В.В., Платонов В.В., Уймин М.А., Подкин А.В. Лазерный синтез нанопорошков магнитных оксидов железа// Журнал технической физики. – 2012. – Т.82. – №4. – С.123-129.
- [3] Лютоев А.А., Смирнов Ю.Г. Моделирование поведения магнитных наночастиц в жидкой среде с целью разработки технологии очистки загрязненных нефтью сточных вод// Информационные технологии в управлении и экономике. – 2012. – №2. – Ухта, УГТУ.
- [4] Сивков А.А., Найден Е.П., Герасимов Д.Ю. Прямой динамический синтез нанодисперсного нитрида титана в высокоскоростной импульсной струе электроэрозионной плазмы// Сверхтвердые материалы. – 2008. – №5(175). – С.33-39.

СИНТЕЗ И СВОЙСТВА ТРИС(1,2,4-ТРИАЗОЛ-1-ИЛ)МЕТАНА И ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЕГО КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЯ С ИОНАМИ МЕДИ(II)

Проценко А.Н.^{1*}, Шакирова О.Г.¹, Ткаченко И.А.²

¹Комсомольский-на-Амуре государственный технический университет,
681013, Комсомольск-на-Амуре, Россия

²Институт химии ДВО РАН, 690022, Владивосток, Россия

*Protsenko.chem@gmail.com

Поли(азол)метаны представляют собой перспективный класс гетероциклических соединений для синтеза комплексных соединений с переходными d-металлами, которые имеют разнообразные магнитные, оптические, химические и биологические свойства. Ранее были получены лиганды бис(1,2,4-триазол-1-ил)метан [1-3] и трис(пиразол-1-ил)метан [4,5]. Поэтому, представлялось интересным синтезировать лиганд трис(1,2,4-триазол-1-ил)метан и его комплексное соединение с солью меди(II).

Нами были синтезированы лиганд трис(1,2,4-триазол-1-ил)метан (L) и его комплексное соединение с хлоридом меди(II) состава $[\text{CuLCl}_2] \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ (схема 1). Соединения были идентифицированы с помощью элементного анализа, ИК-спектроскопии (табл. 1), для комплексного соединения меди(II) измерены магнитные свойства (рис. 1) с использованием SQUID - магнитометра.

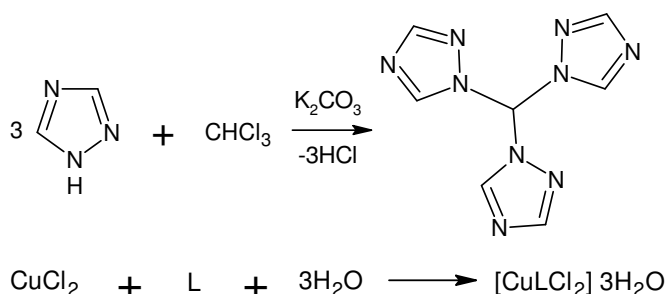


Схема.1. Синтез L и $[\text{CuLCl}_2] \cdot 3\text{H}_2\text{O}$

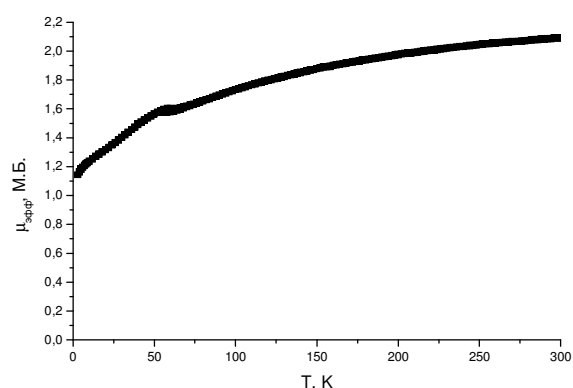


Рис.1. Зависимость $\mu_{\text{эфф}}$ (Т).

[1] Z. Lei, L. Yun, L. Jing, G. Hongyan, Struct Chem 19. P. 911–916 (2008).

[2] T. Li, Y. Lei, L. Shang-Yuan, Journal of Coordination Chemistry, 64(16). P. 2945-2952 (2011).

[3] G. L. Giancarlo, B. Flavio, C. Augusto, L. Dante, L. Adriana, Synth. react. inorg. met.-org. chem., 18(6). P. 535-550 (1988).

[4] О.Г.Шакирова, Л.Г. Лавренова, Н.В. Куратьева, Д.Ю. Наумов, Координационная химия, 36(4). с. 275-283 (2010).

[5] G.L. Giancarlo, B. Flavio, C. Augusto, L. Dante, L. Adriana, Synth. react. inorg. met.-org. chem., 18(6). P. 535-550 (1988).

[6] G.L. Giancarlo, B. Flavio, C. Augusto, L. Dante, L. Adriana, Synth. react. inorg. met.-org. chem., 17(10). P. 909-922 (1987).

Таблица 1. Данные ИК-спектроскопии

Отнесение	1,2,4-триазол	L	$[\text{CuLCl}_2] \cdot 3\text{H}_2\text{O}$
R(кольца)	1550, 720, 650	1510, 680, 640	1540, 670
$\nu(\text{C-H})_{\text{апикал}}$		3080	3110
$\nu(\text{H}_2\text{O})$, $\nu(\text{NH})$	3400-3200	3400-3200	3400-3200

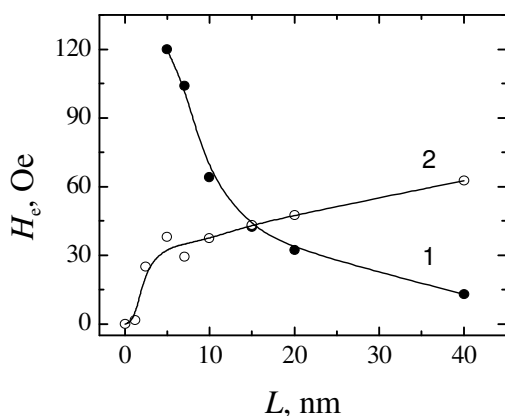
О ПОРЯДКЕ НАПЫЛЕНИЯ СЛОЕВ В СТРУКТУРАХ С ОБМЕННЫМ СМЕЩЕНИЕМ FeMn/FeNi

Савин П.А., Васьковский В.О., Лепаловский В.Н., Свалов А.В., Курляндская Г.В.

Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия

e-mail: Peter.Savin@urfu.ru

Обменносвязанные структуры активно используются в микроэлектронике, например для реализации спин-вентильного эффекта. Разработчиков магниторезистивных датчиков интересует возможность создания исходного заданного угла между током и намагниченностью, что может быть достигнуто обменным смещением. При этом необходимо создавать желаемую величину смещения и обеспечивать температурную стабильность свойств. Кроме того, структура с обменным смещением – интересный модельный объект [1]. В качестве антиферромагнитного слоя часто используют слой Fe₅₀Mn₅₀, а ферромагнитного Fe₂₀Ni₈₀. Причём известно, что для того чтобы Fe₅₀Mn₅₀ был антиферромагнетиком, его надо напылять на подходящий подслой, задающий необходимую ГЦК-структуру. Fe₂₀Ni₈₀ как раз и является подходящим подслоем и поэтому его надо напылять первым. Если сначала напылить слой Fe₅₀Mn₅₀, то обменное смещение скорее всего не возникнет. В магниторезистивном датчике сенсорным слоем является Fe₂₀Ni₈₀ и часто представляется предпочтительным иметь его верхним слоем. Чтобы реализовать это, можно напылить сначала задающий тонкий слой Fe₂₀Ni₈₀, затем Fe₅₀Mn₅₀, а затем сенсорный слой



пермаллоя необходимой толщины. Мы напылили такую структуру. И проварьировали толщину задающего слоя. В качестве подложек использовали стекло, поэтому имели возможность изучать петли гистерезиса обоих слоёв при помощи эффекта Керра. Плёнки получались магнетронным распылением сплавных мишеней, на буферный слой тантала: Ta(5 нм)/ Fe₂₀Ni₈₀(L нм)/ Fe₅₀Mn₅₀(20нм)/ Fe₂₀Ni₈₀(40 нм). На рисунке кривая 1 соответствует полю смещения H_c подслоя, а кривая 2 – сенсорного слоя. $0 < L < 40$ нм. При возникновении и росте толщины подслоя, смещение в сенсорном слое появляется и монотонно растёт до 60 Э, в соответствии с представлениями о

формировании эпитаксиально подходящей структуры подслоя, инициирующей рост ГЦК-структуры FeMn. Смещение же в самом подслое падает, в соответствии с представлением о двумерной природе явления. Однако, если сравнить абсолютные значения, то оказывается, что H_c сенсорного (верхнего) слоя в четыре раза выше, чем у подслоя (при одинаковой толщине). Исходя из вышеупомянутых представлений, эти величины должны быть сопоставимы.

Получается, что если «вынести за скобки» задачу формирования ГЦК-структуры FeMn, то «лучший» интерфейс формируется при обратном (заявленному вначале) порядке осаждения. Интерфейс, получающийся осаждением пермаллоя на FeMn со сформированной ГЦК-структурой ближе к равновесному, чем при напылении FeMn на пермаллой. Такой же вывод можно сделать и из большей температурной стабильности H_c верхнего сенсорного слоя.

[1]. Савин П.А., Лепаловский В.Н., Свалов А.В., Васьковский В.О., Курляндская Г.В., ФММ, том 115, № 7. С.1-8 (2014).

КОМПЛЕКСЫ МЕДИ(II) С ПОЛИАЗОТСОДЕРЖАЩИМИ ЛИГАНДАМИ – СИНТЕЗ, СТРУКТУРА, МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Шакирова О.Г.^{1*}, Куратьева Н.В.², Ткаченко И.А.³, Лавренова Л.Г.²

¹Комсомольский-на-Амуре государственный технический университет, 681013, Комсомольск-на-Амуре, Россия

²Институт неорганической химии СО РАН, 630090, Новосибирск, 630090, Россия

³Институт химии ДВО РАН, 690022, Владивосток, Россия

*e-mail: Shakirova_Olga@mail.ru

Азолы являются перспективными лигандами для синтеза магнитно-активных комплексных соединений переходных металлов. В комплексах меди(II) с азотсодержащими лигандами наблюдаются антиферро- и ферромагнитные обменные взаимодействия между парамагнитными ионами. Кроме того, комплексы с азолами проявляют биологическую активность, в частности, они могут являться биомиметиками некоторых металло-протеинов. Нами синтезированы комплексы Cu(II) с лигандом 5-метоксикарбонил-4-иодопиразолом (IPz'COOMe) состава $\{Cu(IPz'COOMe)_2\}_2$ (I) и $Cu_4(IPz'COO)_4(H_2O)_6 \cdot H_2O$ (II). Соединения охарактеризованы с помощью методов статической магнитной восприимчивости, электронной и ИК-спектроскопии. Методом РСА определена структура II (рис. 1). Обменные взаимодействия между неспаренными электронами Cu(II) имеют различный характер в зависимости от состава комплекса (рис. 2, 3). Характер зависимости $\mu_{эфф}(T)$ для I указывает на наличие сильных обменных взаимодействий между неспаренными электронами ионов Cu(II). Оценку параметра обменного взаимодействия проводили с использованием уравнения Блيني-Бауэrsa для обменно-связанного димера (для гамильтониана $H = -2JS_1 \cdot S_2$) с учетом примеси мономера p . Оптимальные значения параметра обменного взаимодействия J/k , g -фактора и примеси мономера p составляют $-175.6 (\pm 0.7)$ К, 2.05 (± 0.01) и 0.0132 (± 0.0002), соответственно. Магнитная восприимчивость комплекса II подчиняется закону Кюри-Вейсса $\chi' = 0,883/(T - 6,3736)$. На кривой $\mu_{эфф}(T)$ при низких температурах наблюдаются ферромагнитные обменные взаимодействия между ионами Cu(II).

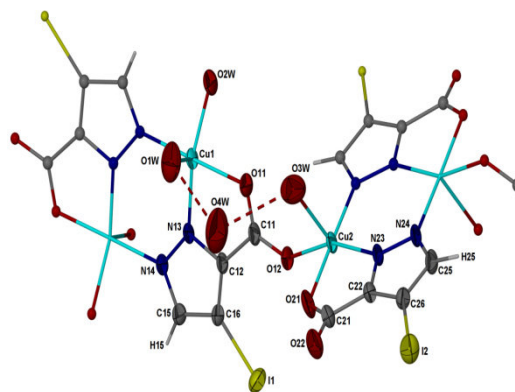


Рис. 1. Полимерная структура II

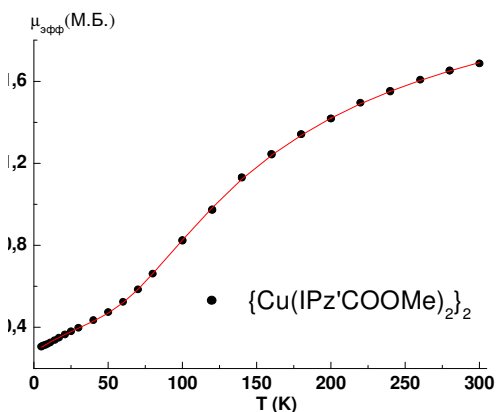


Рис. 2. Зависимость $\mu_{эфф}(T)$ для I

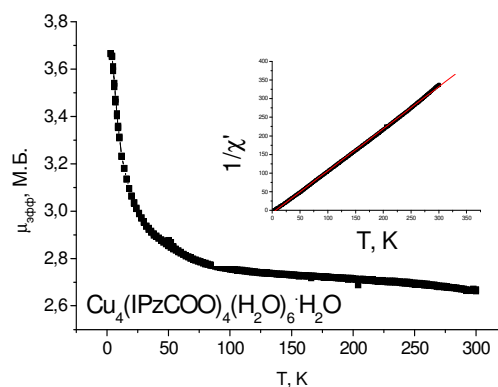


Рис. 3. $\mu_{эфф}(T)$ и $1/\chi'(T)$ для II

УПРАВЛЕНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ РАЗМАГНИЧИВАЮЩЕГО ПОЛЯ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОРОШКОВ

**Р.Н. Ярославцев¹, С.В. Комогорцев², Л.А. Чеканова²,
Л.А. Кузовникова³, Е.А. Денисова², О.А. Ли¹, Р.С. Исхаков^{1*}**

¹*Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, Россия*

²*Институт физики СО РАН, 660036, Красноярск, Россия;*

³*Красноярский институт железнодорожного транспорта, 660028, Красноярск, Россия*

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

Для адекватной интерпретации магнитных свойств порошков ферромагнитных частиц необходим контроль размагничивающих полей в этих материалах. Дело в том, что диполь-дипольное взаимодействие между соседними частицами значительно влияет как на ориентацию вектора намагниченности, так и на величину работы по намагничиванию отдельной частицы. В виду того, что частицы порошка имеют тенденцию к образованию агломератов различной формы и размера, размагничивающее поле может значительно меняться от частицы к частице, приводя к ярко-выраженной неоднородности магнитных свойств. Учет этих неоднородностей в общем случае слишком сложен. Поэтому нужна предварительная подготовка порошкового образца, такая, чтобы учет размагничивающих полей был возможен в рамках известных микромагнитных моделей [1]. Этого достигают уменьшением взаимодействия между частицами, за счет разделения частиц в матрице немагнитной фазы [2,3] либо, напротив, увеличением взаимодействия между частицами настолько, чтобы можно было считать применимым подход среднего поля.

В данной работе мы использовали оба подхода: уменьшение взаимодействия между частицами, за счет разделения частиц прослойкой немагнитной фазы и, увеличение взаимодействия между частицами настолько, чтобы можно было считать применимым подход среднего поля. Первый подход осуществлялся покрытием частиц порошка слоем немагнитной фазы с различной толщиной методом химического осаждения. Второй подход был реализован за счет прессования порошков в форме таблеток с большим аспектным отношением.

В рамках первого подхода методом химического осаждения получены порошки, состоящие из частиц с ферромагнитным ядром CoNiP и немагнитной оболочки аморфного сплава NiP. В рамках второго подхода методом химического осаждения получены порошки, состоящие из частиц ферромагнитного сплава Co-P. Затем, порошки были подвергнуты прессованию с разной нагрузкой в таблетки с большим аспектным соотношением.

Морфология, химический состав, фазовый состав и структура изучаемых в этой работе порошков охарактеризованы в предыдущих работах авторов [4]. Так установлено, что частицы порошков CoP полученных химическим восстановлением из раствора сферические и имеют логонормальное распределение размеров со средней величиной 1 мкм и отклонением 0,53 [4].

Изучение спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) (рис. 1) порошков Co-Ni-P с разной толщиной немагнитной оболочки показало, что с увеличением весовой доли немагнитной оболочки, резонансная кривая сильно сужается (приблизительно в 10 раз) а сам резонанс смещается в область меньших полей.

Мы предполагаем, что наблюдаемый эффект сужения линии ФМР это результат «выключения» диполь-дипольного взаимодействия между индивидуальными частицами порошка по мере отдаления магнитных частиц друг от друга. В результате этого снижается неоднородность локальных полей на каждой частице. В пределе полного отсутствия неоднородности связанной с взаимодействием частиц ширина линии должна определяться только неоднородностями строения материала индивидуальной частицы.

Эволюция резонансного поля на рис.1, по-видимому, указывает на то, что немагнитная оболочка покрывает не каждую сферическую частицу в отдельности, а небольшие анизотропные кластеры частиц. Дело в том, что при разделении сферических частиц величина резонансного поля должна приближаться к резонансному полю сферы, которое, согласно формуле Киттеля составляет 3 кОе. В случае разделения в немагнитной фазе небольших анизотропных агрегатов можно ожидать снижения резонансного поля как на рис.1. Под небольшими агрегатами мы понимаем кластеры из небольшого количества частиц. В случае оболочивания многочастичных кластеров мы не наблюдали бы такой выраженный эффект на величину ширины линии ФМР.

В рамках подхода по увеличению взаимодействия между частицами мы производили прессование порошков CoP. Компактированием с разной нагрузкой, были получены образцы с различной плотностью до 68 % теоретической плотности. Ширина линии ферромагнитного резонанса сужается по мере приближения плотности компакта к теоретической.

Мы предполагаем, что сужение линии ФМР с ростом плотности компакта – также результат снижения неоднородности локальных дипольных полей на каждой частице. Причина снижения неоднородности, по-видимому, следующая. В процессе компактирования диполь-дипольное взаимодействие между индивидуальными частицами порошка усиливается, при этом по мере приближения плотности к теоретической локальное поле на каждой частице приближается к размагничивающему полю сплошной среды. В итоге, размагничивающего поле на различных частицах компакта становится более однородным.

Работа поддержана Специальной программой Министерства образования и науки Российской Федерации для Сибирского федерального университета и Российским фондом фундаментальных исследований 13-03-00476-а.

[1] R. Skomski, G.C. Hadjipanayis, D.J. Sellmyer, Effective Demagnetizing Factors of Complicated Particle Mixtures, IEEE Trans. Magn. 43 (2007) 2956–2958.

[2] G. V. Kurlyandskaya, S.M. Bhagat, A.P. Safronov, I. V. Beketov, A. Larrañaga, Spherical magnetic nanoparticles fabricated by electric explosion of wire, AIP Adv. 1 (2011) 042122.

[3] I. V. Beketov, A.P. Safronov, A.I. Medvedev, J. Alonso, G. V. Kurlyandskaya, S.M. Bhagat, Iron oxide nanoparticles fabricated by electric explosion of wire: focus on magnetic nanofluids, AIP Adv. 2 (2012).

[4] L.A. Chekanova, E.A. Denisova, O.A. Goncharova, S. V Komogortsev, R.S. Iskhakov, Analysis of phase composition of Co-P alloy powders using magnetometric data, Phys. Met. Metallogr. 114 (2013) 122–128.

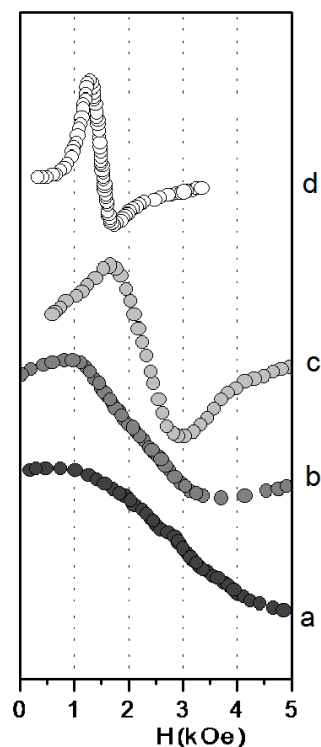


Рисунок 1 – Спектры ФМР порошков с различной массовой долей немагнитной оболочки: а - 0 %; б - 46 %; в - 68 %; д - 93 %

ГИБРИДНЫЕ МАГНИТНЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ НА ОСНОВЕ ПОЛИДИФЕНИЛАМИН-2-КАРБОНОВОЙ КИСЛОТЫ СО СТРУКТУРОЙ ЯДРО-ОБОЛОЧКА ДЛЯ ФЕРРОЖИДКОСТЕЙ

Еремеев И.С.^{1*}, Озкан С.Ж.¹, Карпачева Г.П.¹, Чернавский П.А.²

¹*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева
Российской академии наук, 119991, Москва, Россия*

²*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Химический факультет, 119991, Москва, Россия*

**eremeev@ips.ac.ru*

Магнитные жидкости – уникальные системы, характеризующиеся одновременно свойствами магнитного материала и жидкости. Сочетание этих свойств, не встречающееся в известных природных материалах, обуславливает большой потенциал их практического использования. Одной из главных проблем феррожидкостей является агрегирование магнитных наночастиц. В настоящей работе предложен эффективный метод предотвращения агрегирования магнитных наночастиц путем их стабилизации за счет образования на их поверхности оболочки, представляющей собой полимер с системой полисопряжения.

Путем полимеризации *in situ* дифениламин-2-карбоновой кислоты (ДФАК) непосредственно в щелочной среде синтеза наночастиц Fe₃O₄ впервые получены в гомогенных условиях и в межфазном процессе гибридные дисперсные магнитные наночастицы со структурой ядро-оболочка, где ядром являются частицы Fe₃O₄, а оболочка представляет собой полимер ДФАК [1, 2]. Формирование гибридного дисперсного наноматериала Fe₃O₄/ПДФАК в межфазном процессе включает синтез наночастиц Fe₃O₄ путем гидролиза смеси хлоридов железа (II) и (III) в соотношении 1:2 в растворе гидроксида аммония, закрепление мономера на поверхности наночастиц Fe₃O₄ добавлением раствора мономера в хлороформе с последующей полимеризацией *in situ* в присутствии персульфата аммония. При этом мономер и окислитель распределены в двух несмешивающихся фазах. Полимеризация ДФАК на поверхности наночастиц Fe₃O₄ протекает на границе раздела водной и органической фаз.

С использованием современных физико-химических методов исследования установлено, что полученные гибридные наночастицы нерастворимы в водных и органических средах, имеют размеры $2 < d < 14$ нм и являются суперпарамагнетиками ($M_R/M_S = 0.007$), что свидетельствует об их однодоменной магнитной структуре (Табл. 1).

Таблица 1. Магнитные характеристики гибридного наноматериала Fe₃O₄/ПДФАК

Способы получения	H _c , Oe	M _S , emu/g	M _R , emu/g	M _R /M _S
В межфазном процессе	1.6	27.5	0.19	0.007
В растворе NH ₄ OH	76	33.5	5.0	0.15

H_c – коэрцитивная сила, M_S – намагниченность насыщения, M_R – остаточная намагниченность.

Закрепление полимера на наночастицах магнетита с формированием структуры ядро-оболочка осуществляется путем связывания карбоксилат-иона с железом с образованием координационной связи Fe---OOC (рис. 1). За счет взаимодействия делокализованных π -электронов со свободными d-орбиталями железа полимерная оболочка имеет избыточный положительный заряд, что обуславливает предотвращение агрегирования наночастиц.

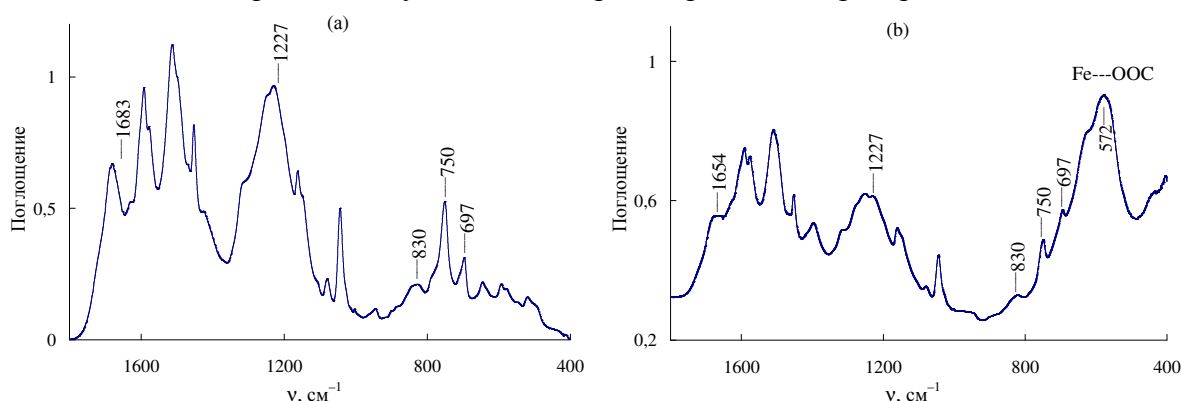


Рис. 1. ИК-спектры ПДФАК (а) и гибридного наноматериала $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{ПДФАК}$ (б).

Совокупность физико-химических свойств полученных дисперсных гибридных наноматериалов позволила предложить их в качестве активных компонентов магнитных жидкостей. Впервые получены магнитные жидкости, представляющие собой водные или спиртовые суспензии гибридных наночастиц $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{ПДФАК}$. Установлено, что суспензии магнитных наночастиц $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{ПДФАК}$ в этиловом спирте и в воде сохраняют стабильность, по меньшей мере, в течение года, тогда как наночастицы Fe_3O_4 начинают оседать на дно с первых минут (рис. 2).

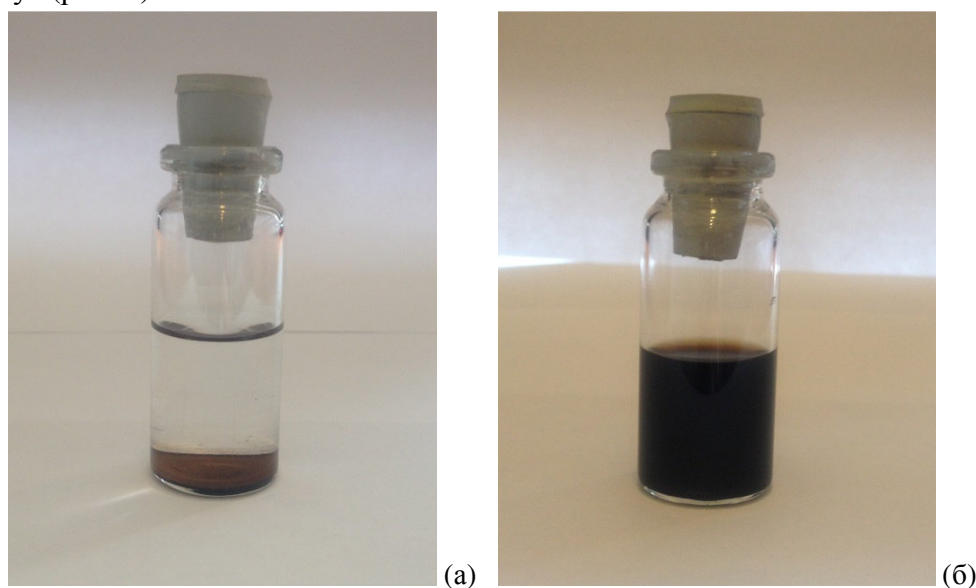


Рис. 2. Суспензия наночастиц Fe_3O_4 (а) и гибридных наночастиц $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{ПДФАК}$ (б) в этиловом спирте. (а) – через 5 мин, (б) – через 12 месяцев.

Стабильность магнитных жидкостей обеспечивается положительно заряженной полимерной оболочкой ПДФАК, препятствующей агрегированию магнитных наночастиц. Закрепление полимера на наночастицах магнетита приводит к увеличению термической стабильности гибридных наночастиц.

[1] Г.П. Карпачева, С.Ж. Озкан. Патент РФ № 2426188 от 10.08.2011.

[2] И.С. Еремеев, С.Ж. Озкан, Г.П. Карпачева, Г.Н. Бондаренко, Российские нанотехнологии. Т. 9, № 1-2. С. 38-43 (2014).

ELECTRON AND X-RAY INDUCED X-RAY-ANALYSIS (EMPA and XRA) AT BULK AND LAYERED SAMPLES

Hammer H., Schmidt G, Schmidt C, Langer H, Schlegel W-D, Giffeler-Ullrich L, Armand M.
Institute of Applied Physics, University Duesseldorf, D-40225 Duesseldorf, Germany
email: hammer@uni-duesseldorf.de

In the list of co-authors you see the names of students who have been in my laboratories for their diploma thesis. My aim for diploma students was that they learn what are physically or even approximately given limits of the applied methods additionally to their actual subjects.

The diploma thesis of G. Schmidt [1] could use the results of Schmidt C., Langer and Schlegel [2,3,4], Giffeler-Ullrich and Armand [5,6] confirmed the overview in [1].

Fig. 1 shows the possible interaction processes at EMPA and XFA. Principally it is impossible to separate them.

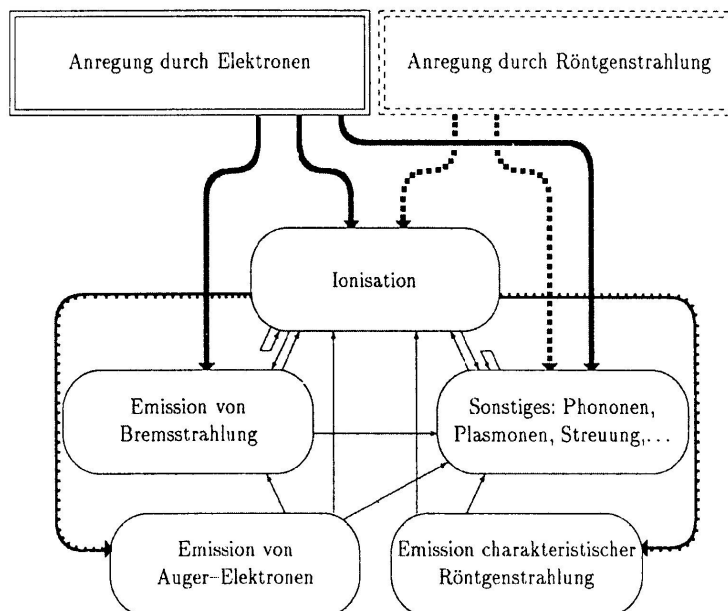


Fig.1. Survey of the possible interaction processes at EMPA and XFA [1]

The main difference between the methods is the interaction volume during the excitation as well as for the detection (fig.2). For the excitation by electrons we regard the interaction volume determined by the primary energies 10 keV and 30 keV, at the excitation by x-rays we regard the escape depth of the emitted x-rays depending of their energies $E=0.390\text{keV}$ (Cu L) and $E=8.048\text{keV}$ (Cu K).

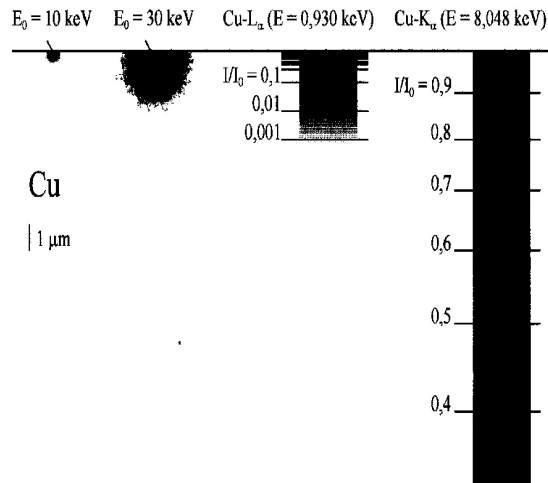


Fig. 2: Interaction volumes in Cu from the left: excitation by electrons with primary energy 10 keV, 30 keV and the detection depth for the x-rays Cu L and Cu K. [1]

The dominant measurable differences are seen at studies of film thickness effects and those of fluorescence effects, mainly at samples of magnetic materials. Fig. 3 shows the overlay of some EMPA-standard spectra taken at $E=30 \text{ keV}$ primary energy as example.

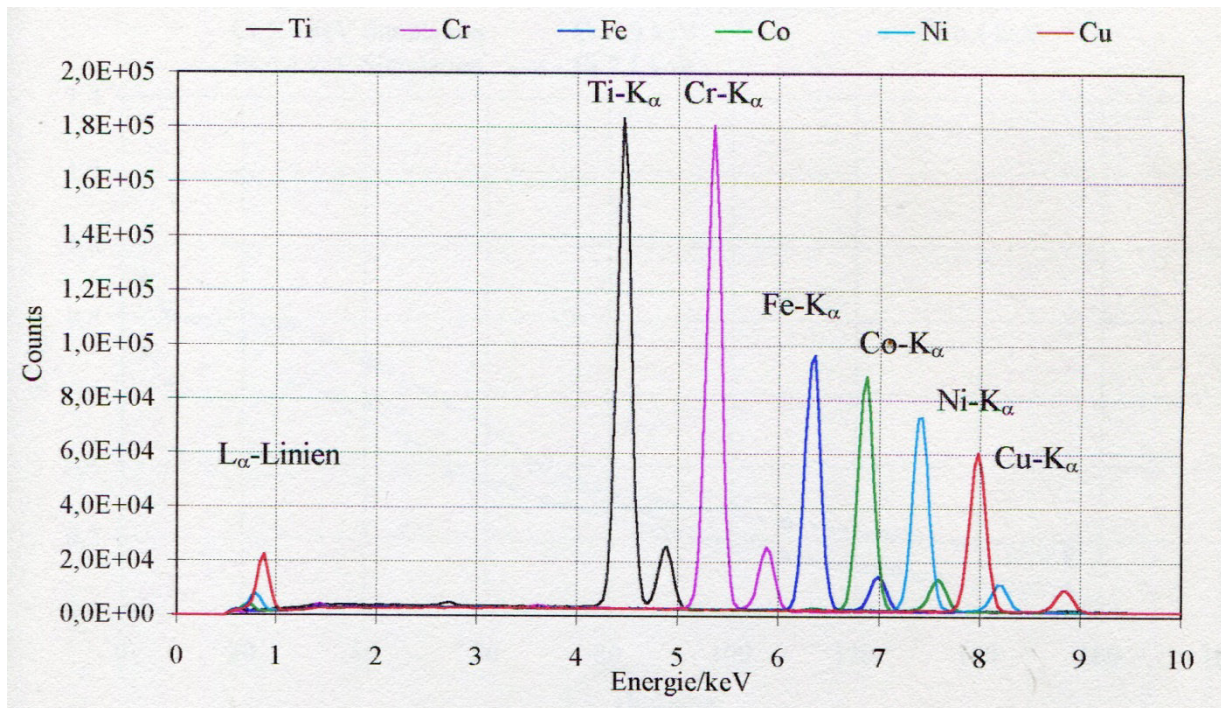


Fig. 3: EMPA-spectra ($E=30 \text{ keV}$) of the standard materials: Ti, Cr, Fe, Co, Ni and Cu [4]

References:

[1] Schmidt Gerhard, Diploma Thesis, University Duesseldorf, 1999
 [2] Schmidt Christine, Diploma Thesis, University Duesseldorf, 1995
 [3] Langer Hartwig, Diploma Thesis, University Duesseldorf, 1996
 [4] Schlegel Wolf-Dieter, Diploma Thesis, University Duesseldorf, 1996
 [5] Giffeler-Ullrich Ludger, Diploma Thesis, University Duesseldorf, 2001
 [6] Armand Magali, Diploma Thesis, University Duesseldorf, 2002

INTERDISCIPLINARITY EDUCATIONAL REQUEST: POSITIVE AND NEGATIVE ASPECTS OF NEW TENDENCIES IN TEACHING AT THE UNIVERSITY

Kurlyandskaya G.V.^{1,2}

¹ Ural Federal University, Ekaterinburg, 620002, Russia

² University of The Basque Country, UPV-EHU, 48940, Leioa, Spain

*e-mail: galina@we.lc.ehu.es; galinakurlyandskaya@urfu.ru

Present day educational interdisciplinarity requests are often viewed under the angle of positive changes in the university system. There is no doubt that this tendency is enriching and often gives positive results. One of the important factors supporting interdisciplinarity is the employment expectation of the young generation holding the university diploma. In this work I would like to share my personal experience of teaching at undergraduate level at universities in Russia and Europe focusing on the recent changes caused by the interdisciplinary educational request.

Let us start with basic university education, which is more and more understood as University diploma/diplomas plus 1-2 different Master courses. One of the specialities insuring employment in Europe in natural sciences area is in fact a combined specialty, i.e. double degree in classical physics and electronic engineering. For example, in practice all students that graduate as physicists at the University of the Basque Country UPV-EHU [1] can validate a big part of their studies and in 1-2 additional years get a second degree in electronic engineering and vice versa. The experience that students get, regardless of whether they studied physics or electronic engineering first, is very similar. This can, however, prove to be a challenge and an additional effort for the teaching staff, who are usually educated in and subscribed for either physics or engineering. At the same time the students are strongly focused on the possibility of working on both physics and engineering diplomas with the same supervisor. Recently I worked with two students who obtained a double degree at the Department of Electricity and Electronics, University of the Basque Country UPV-EHU. The first one defended two theses: “Thin films FeNi and multilayers of FeNi/Ti type: fabrication and applications” (physics) [2]; “Thin films and multilayers on the basis of FeNi/Ti and FeNi/Cu for electronic applications: fabrication and characterization” (engineering) [3]. The second one also defended two theses: “Structure and magnetic properties of Fe₅₀Ni₅₀ magnetic nanoparticles obtained by the method of electrical explosion of wire” (physics) [4]; “Development of composites on the basis of FeNi nanoparticles obtained by the method of electrical explosion of wire for high frequency applications (engineering) [5]. One student was very interested in joining and industrial group. She succeeded and was given a probation period in a field close to electronics. Another student has the possibility to continue education at UPV-EHU joining either the Master's in “New Materials” or the Master's in “Applicable Physics”. Both options are truly interdisciplinary. The first one gives a rather solid background in polymers and electronic materials, while the other one offers wider background in the field of electronics complemented by biophysics.

Another interesting teaching experience is the supervision of Bachelor works at the Department of Magnetism and Magnetic Nano Materials of the Ural Federal University [6]. Both students were specializing in the area of “Nanotechnology and microsystem techniques”, but decided to choose subjects related to magnetism and magnetic nanomaterials for their thesis. This required a special adaptation period dedicated to studying the basic elements of magnetism. The standard plan for the “Nanotechnology and microsystem techniques” speciality differs from the classic physics education (for example, it excludes differential equations). On the other hand nanotechnologists are more

familiar with many aspects of chemistry. Therefore the two students who decided to work with their bachelor project developed the following subjects containing essential parts related to chemistry and biology: “Nanoparticles of the iron oxide forming the part of ferrofluids: focus on biomedical applications” [7] and “Surface modified nanostructural thin film magnetoimpedance elements” [8]. In the first diploma the study of cytotoxicity and nanoparticles' accumulation in the case of two non-pathogenic yeasts was proposed: *Exophiala nigrum* and its mutant strain (Fig.1a). Black yeasts play an important role in the equilibrium of the Baykal Lake ecosystem. This work was done in collaboration with the Department of Biology and Ecology of East-Siberian Academy of Education. In the second diploma (in collaboration with the Institute of Electrophysics UD RAS and UPV-EHU) we studied the process of carbon deposition onto 3d metal surfaces immersed in aromatic solvents and analysed the possibility of using this kind of surface modification for sensor applications (Fig.1b).

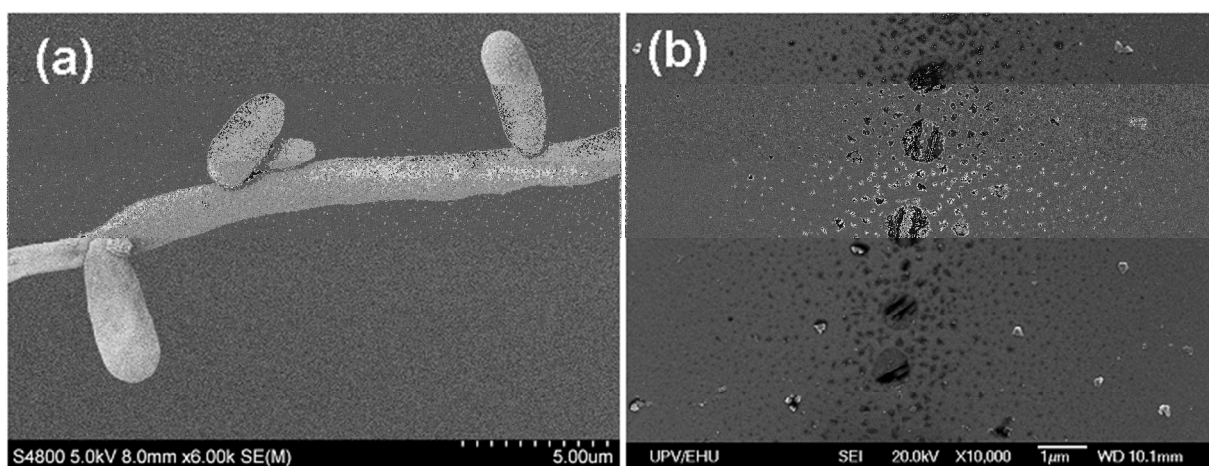


Fig. 1. Electron microscopy. (a) *Exophiala nigrum* (in collaboration with J.P. Novoselova, K.Zarubina, R. Andrade, T.P. Denisova). Formation of irregular polycyclic structures on the surface of Fe thin film as a result of the condensation reaction of aromatic organic compounds (in collaboration with A.P. Safronov, A. Martinez-Amnesti, V.N. Lepalovskij, A.A. Chlenova).

[1] <http://www.ehu.es/p200-home/es/>

[2] N. Villar Alzola, G.V. Kurlyandskaya, A. Larrañaga and A. V. Svalov, IEEE Trans. Magn. Vol. 48, N.4 P.1605-1608 (2012).

[3] N. Villar Alzola, A.V. Svalov, N.S. Mayura, N.A. Kulesh, A. Larrañaga and G.V. Kurlyandskaya, EPJ Web of Conferences Vol.40, P.17002-1-4 (2013).

[4] G.V. Kurlyandskaya, Iñaki Madinabeitia, I.V. Beketov, A.I. Medvedev, A. Larrañaga, A.P. Safronov, S.M. Bhagat, J. All. Comp. in print (2014).

[5] G.V. Kurlyandskaya, I. Madinabeitia, M.B. Sanchez-Illarduya, I.V. Beketov, A.I. Medvedev, A. Larranaga, A.P. Safronov, N.N. Schegoleva, IEEE Trans. Magn. in print (2014).

[6] <http://www.physics.usu.ru/km/>

[7] J. P. Novoselova, A.P. Safronov, O.M. Samatov, I.V. Beketov, H. Khurshid, Z. Nemat, H. Srikanth, T. P. Denisova, R. Andrade, G.V. Kurlyandskaya, IEEE Trans. Magn. in print (2014).

[8] A.A. Chlenovaa, G.V. Kurlyandskaya, S.O. Volchkov, V.N. Lepalovskij and Rhimou El Kammouni, Solid State Phenomena Vol. 215, P. 342-347 (2014).

[9] A.P. Safronov, G. V. Kurlyandskaya, A.A. Chlenova, M.V. Kuznetsov, D.N. Bazhin, I. V. Beketov, M.B. Sanchez-Illarduya, and A. Martinez-Amesti, Langmuir, Vol. 30, P. 3243-3253 (2014).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО УЧЕБНИКА «МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ» В ПРЕПОДАВАНИИ

Мартюшев Н.В.*, Ивашутенко А.С., Видяев И.Г.

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050, Томск, Россия*

**e-mail: martjushev@tpu.ru*

Важнейшим достижением техники последнего десятилетия стало массовое использование компьютерной техники. Вычислительные машины используются практически во всех сферах деятельности человека. Не исключение и образовательная деятельность. Вычислительная техника используется в том или ином виде в процессе обучения студентов уже достаточно давно. Однако в последнее время необходимость её использования особенно остра.

Уменьшение конкурса среди студентов при поступлении на машиностроительные специальности приводит к низким стартовым знаниям студентов первого курса. Кроме того в некоторых ВУЗах имеет место сокращение времени на преподавание части технических дисциплин за счет увеличения числа гуманитарных, в частности английского языка. Переход на новую двухуровневую систему обучения (бакалавр – магистр) приводит к изменению учебных планов и в ряде случаев более раннему преподаванию специальных технических дисциплин. Все вышперечисленное требует от преподавателя использования более наглядных методов обучения, которые вместе с тем позволяли бы преподносить информацию в более простом и доступном виде. При этом использование таких методов должно способствовать усвоению материала за более короткий срок [1].

Кафедра Материаловедения и технологии металлов ведет обучение студентов различных направлений и специальностей. Однако наиболее остро эти проблемы проявляются при чтении дисциплины «Материаловедение» для студентов машиностроительной направленности [2]. Для их решения сотрудники кафедры пошли по пути внедрения электронных средств обучения [3]. Этому способствует и значительное оснащение аудиторий современной демонстрационной компьютерной техникой.

На кафедре материаловедения и технологии металлов института физики высоких технологий Национального исследовательского Томского политехнического университета был создан электронный учебник «Материаловедение». Он содержит информацию по одноименному курсу, где основной текст сопровождается немалым количеством анимированных изображений наглядно показывающих процессы и явления, протекающие в материалах при различных видах воздействия на них. Кроме того, учебник содержит большое количество видео- и фотоматериалов реальных кристаллических тел, микроструктур и процессов, протекающих в кристаллах при их нагреве и охлаждении.

В ходе ознакомления с материалом по курсу материаловедение лектор довольно часто сталкивается с необходимостью пояснения сложных в восприятии процессов. К примеру, таких процессов, можно отнести понятие винтовой дислокации или сам механизм движения дислокаций. Без применения анимационных роликов это сделать бывает чрезвычайно трудно. В данном случае реальную помощь оказывает именно демонстрация созданных в электронном учебнике анимированных изображений. В них, как правило, отражается сама суть процесса или явления в целом (рис. 1). Это позволяет, в свою очередь, не только

экономить время на вычерчивание рисунка на доске мелом, но и существенно повысить степень осмысления продемонстрированных явлений у студентов.

В открытых литературных источниках [4] существует мнение, что использование электронных средств обучения (пособий и учебников) неоправданно лишает студентов возможности проведения реальных опытов собственными руками, что это негативно влияет на общий результат обучения. Безусловно, в этом есть свое оправдание и к этому стоит отнестись серьезно. Поэтому в нашем случае мы предлагаем и используем данное средство обучения совместно с реальными лабораторными работами. Такой подход к обучению на наш взгляд является оптимальным и должен способствовать синергетическому эффекту. Таким образом, обучающиеся студенты, благодаря использованию мультимедийной составляющей процесса обучения, получают реальные практические навыки работы на реальном технологическом оборудовании и, безусловно, лучше воспринимают суть протекающих в материалах явлений и процессов.

Стоит отметить, что на процесс преподавания в современном мире, влияет масса действующих реформ, общая тенденция которых сводится к сокращению общей аудиторной нагрузки и возрастание доли самостоятельной работы студентов. Следовательно, обеспечить в полном объеме реальными практическими работами студентов становится фактически непреодолимой задачей. Кроме этого, существует масса примеров, где практические работы в реальности в условиях образовательного учреждения реализовать невозможно. Так, например, наблюдение механизма кристаллизации реальных металлов или демонстрация дислокационного механизма деформации реальных металлов. В данном случае с позиции нашей точки зрения является оправданным применение именно анимированных демонстрационных видеосюжетов для наглядного представления процессов.

Таким образом, внедрение в учебный процесс мультимедийного электронного учебника позволило существенно повысить успеваемость студентов по курсу «Материаловедение». В силу развитого у большинства студентов объектно-ориентированного мышления, мы полагаем, что данное повышение успеваемости связано именно с этим, кроме этого происходило более полное понимание изложенных явлений и процессов вместе с общим сокращением времени на обручение. Другой положительной особенностью внедряемых мультимедийных разработок является то, что применение учебника позволило восполнить малый объем оборудования и аудиторных часов на проведение лабораторно-практических занятий.

Результаты, представленные в тезисах, получены при поддержке гранта Президента РФ МК-6661.2013.8.

Ссылки на литературу.

- [1] Современные способы активизации обучения: Учеб. Пособие для студ. ВУЗов / Т.С. Панина, Л.Н. Вавилова; Под ред. Т.С. Паниной. – М.: Издательский центр «Академия», 2006. – 176 с. .
- [2] Шукина Г.И. Активизация познавательной деятельности учащихся в учебном процессе: Учеб. пособие для студ. пед. институтов. – М.. 1979. – 164.
- [3] Смолкин А.М. Методы Активного обучения. – М., 1991. – 142 с.
- [4] Электронные средства обучения и их использование в подготовке школьников / Под ред. С.А. Нижников – Электрон. дан. – М.: ИДО РУДН, 2006.

АСПЕКТЫ ПРОФЕССИОНАЛЬНО-ОРИЕНТИРОВАННОГО УЧАСТИЯ В НАУЧНЫХ КОНФЕРЕНЦИЯХ

Членова А.А.^{1*}, Новоселова Ю.П.^{1*}, Курляндская Г.В.^{1*}

¹*Отдел магнетизма твердых тел НИИ ФПМ, Уральский федеральный университет*

**e-mail: anniaally@gmail.com, novoselovajp@gmail.com, galinakurlyandskaya@urfu.ru*

В условиях современной жизни все более широкий набор требований предъявляется к выпускникам университетов, вне зависимости от их дальнейшего вида деятельности. Молодой специалист должен иметь большой багаж знаний, касающихся не только узкоспециальной профильной тематики, но и включающий навыки представления результатов в различных видах (тезисы на конференцию, статья, отчет, дипломная работа) или оформления документации (служебная записка, заявка на участие в конференции, заявка на грант и т.д.). Особое внимание здесь следует уделить умению использовать электронные ресурсы, начиная с поиска литературы в специализированных базах данных, умения адресно отправить информацию с применением интернет-технологий, опыта работы с интерактивным “он-лайн” пособием, заканчивая созданием и представлением презентаций с использованием электронного оборудования и программ (Power Point и др.). Навыки публичных выступлений, связанные с последними вопросы профессиональной этики, умение вести диалог с оппонентами или конкурсной комиссией, все это – необходимые компоненты успеха в будущей профессиональной деятельности. Решение данных задач возможно только при условии эффективного использования широкого набора элементов образовательного процесса [1], к числу которых можно отнести участие в конференциях различного уровня.

Очень важен опыт подготовки материалов к конкретному сроку, а также необходимость их оформления в жестком соответствии с заявленным стандартом. В рамках работы конференции студент имеет возможность непосредственного общения с участниками различной квалификации разных специализаций, что, безусловно, влияет на уровень эрудиции и понимания основных закономерностей интересующего явления, закладывает основы мультидисциплинарного подхода, повышает заинтересованность в получении научных результатов и мотивацию к работе в научной сфере.

В течение четвертого курса бакалавриата по направлению подготовки «Нанотехнологии» некоторые из авторов настоящей работы принимали участие в конференциях всероссийского (XXIV Российская молодёжная научная конференция "Проблемы теоретической и экспериментальной химии") и международного уровня (EASTMAG-2013, INTERMAG-2014). Можно отметить следующие результаты подготовки и участия в данных форумах:

- Значительное углубление знаний по научно-исследовательской тематике, касающейся физики магнитных явлений, так как базовое направление подготовки «Нанотехнологии» включало в себя лишь основы магнетизма;
- Освоение средств представления материалов при подготовке стендовых и пленарных докладов;
- Получение навыков публичного представления и обсуждения результатов, написания научных статей;
- Возможность получения новых знаний из смежных областей благодаря обширному набору тем, представленных на конференции, а также приглашенным докладам известных специалистов.

Источники литературы

[1] Макаренко А.С. «Педагогическая поэма» – М.: ИТРК, 2003. – 736 с.

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ. НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Тезисы докладов
VI Байкальской Международной конференции

Пос. Большое Голоустное, Иркутская область,
Российская Федерация
19–23 августа 2014 г.

Материалы печатаются в авторской редакции

Подписано в печать 05.08.2014 Формат 60x90/16
Усл.-печ. л. 12,2. Тираж 120 экз. Заказ 129

Отпечатно с готового оригинал-макета
в типографии Издательства ИГУ
664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 36